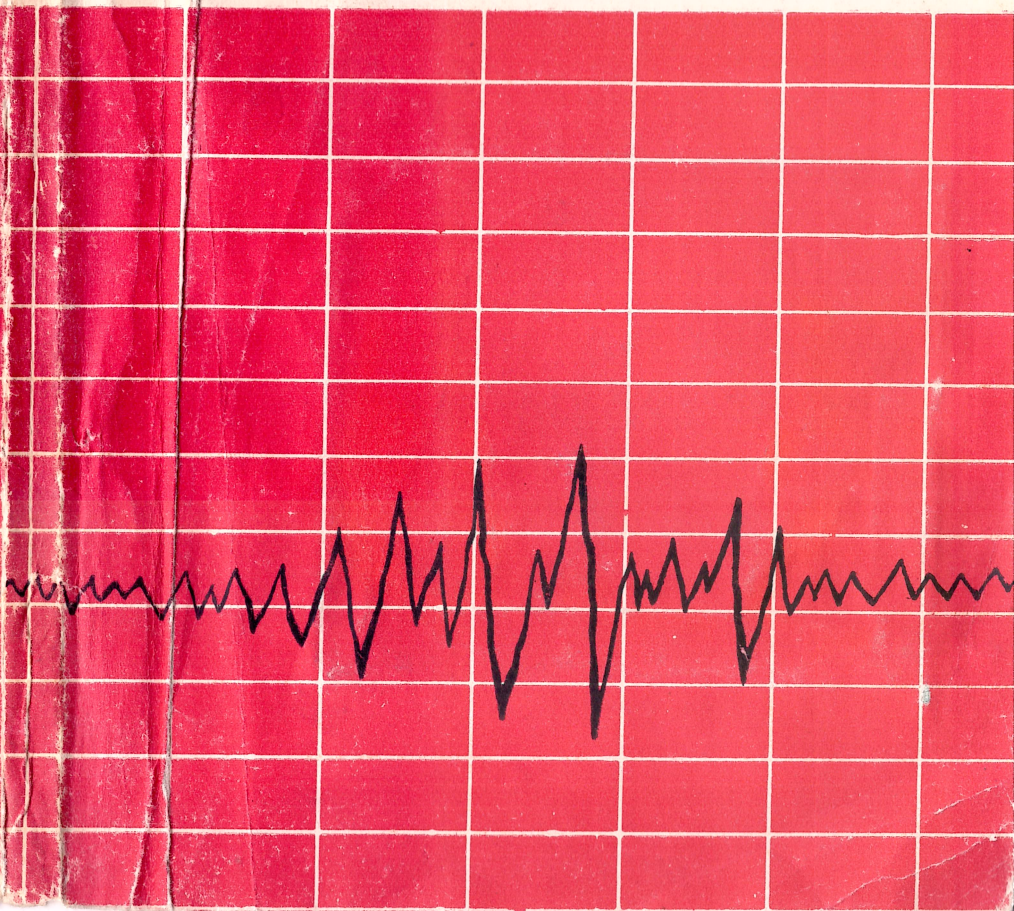
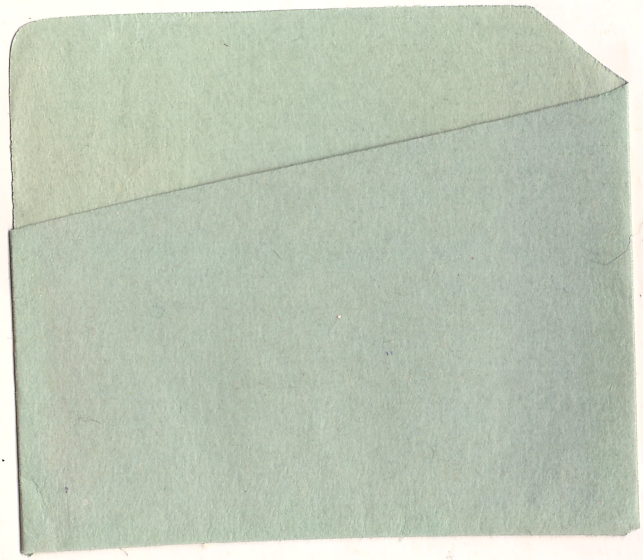
621.39
Т 92

Л. Т. Тучков

Естественные шумовые излучения в радиоканалах





621391
Т-92

Л. Т. ТУЧКОВ

ЕСТЕСТВЕННЫЕ ШУМОВЫЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В РАДИОКАНАЛАХ

391300

621.391

10 ИЮЛ 1971

ИЗДАТЕЛЬСТВО
«СОВЕТСКОЕ РАДИО»
МОСКВА — 1968

Техническая библиотека
Киевский
автомобильный завод

-2013
ПЕРЕВІРЕНО

УДК 621.391.822.2

Л. Т. Тучков. **Естественные шумовые излучения в радиоканалах**. М., Изд-во «Советское радио», 1968, стр. 152.

В книге рассматриваются закономерности теплового СВЧ излучения антенно-фидерного тракта, атмосферы Земли и земного покрова. Анализируется влияние шумового радиоизлучения среды, окружающей антенну, собственного излучения антенно-фидерного тракта и обтекателя антенны на температуру шума на входе приемного устройства.

Книга предназначена для специалистов в области антенной техники, разработчиков радиотехнических систем связи с малошумящими СВЧ усилителями. Она будет полезной аспирантам и студентам старших курсов высших и специальных учебных заведений.

21 табл., 66 рис., 49 библ. назв.

3-4-1
65-68

Л. Т. ТУЧКОВ

ЕСТЕСТВЕННЫЕ ШУМОВЫЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В РАДИОКАНАЛАХ

Редактор **И. И. Гинзбург**
Художественный редактор **В. Т. Сидоренко**
Технический редактор **З. И. Яковлева**
Корректоры **Л. И. Кирильченко, Н. Н. Поспелова**

Сдано в набор 1/IV 1968 г. Подписано к печати 16/VII 1968 г.
Т-03248 Формат 84×108/32 Бумага типографская № 2 маш. мелованная
Объем 7,98 усл. п. л. Уч.-изд. 7,073 Тираж 9.800 экз.

Издательство „Советское радио", Москва, Главпочтамт, п/я 693
Зак 1190 Цена 45 коп.

Московская типография № 10 Главполиграфпрома
Комитета по печати при Совете Министров СССР.
Шлюзовая наб., 10.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Естественными источниками помех для приемных устройств СВЧ диапазона являются: космическое радиоизлучение, радиоизлучение атмосферы, земного покрова и объектов на земной поверхности, а также собственное тепловое радиоизлучение антенны и линии передачи, связывающей антенну с приемником. Излучения подобных источников имеют характер «белого» шума и по статистическим и иным характеристикам практически не отличаются от соответствующих параметров собственных шумов приемного устройства. Это исключает возможность отделения шумов приемника от шумов, вызванных приемом шумовых излучений внешних источников, и шумов теплового радиоизлучения антенно-фидерного устройства. В результате сложения собственных шумов приемного устройства с шумами излучения внешних естественных источников увеличивается суммарная мощность шума, что приводит к повышению уровня наименьшего сигнала, обнаружение которого на выходе приемника еще оказывается возможным.

До недавнего времени чувствительность приемных устройств в СВЧ диапазоне полностью зависела от собственных шумов приемника. Чувствительность современных наземных радиотехнических комплексов, использующих малошумящие СВЧ- усилители, определяется и лимитируется в основном не собственными шумами приемника, а шумами на входе приемного устройства, обусловленными тепловым радиоизлучением элементов антенно-фидерного тракта и излучением среды, окружающей приемную антенну. Подобное соотношение

между уровнями шумовых помех внутреннего и внешнего происхождения требует внимательного изучения и учета последних и вызывает, в частности, необходимость выработки новых критериев качества приемной антенны.

В данной работе рассматривается природа собственного радиоизлучения естественных источников помех, зависимость мощности этого излучения от направления в телесном угле, окружающем приемную антенну, а также меры, обеспечивающие снижение уровня шумов на входе приемного устройства, вызванных приемом излучения естественных источников. Большое место в работе уделяется анализу зависимости уровня шумов на входе приемного устройства, обусловленных приемом радиоизлучения среды, окружающей антенну, от электрических параметров последней и характеристик фидерного тракта.

Автор выражает глубокую признательность д-ру техн. наук Ю. К. Ходареву и канд. техн. наук С. Т. Егорову, рецензировавшим рукопись, а также д-ру техн. наук В. Д. Степаненко, канд. физ.-мат. наук В. М. Вяткиной, канд. техн. наук В. Е. Дулевичу и Е. К. Аухимовичу, сделавшим ценные советы и замечания, учтенные при окончательной доработке рукописи.

Глава 1

ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ

1.1. Характеристики шумового радиоизлучения

Электромагнитное излучение нагретых тел является одним из основных свойств вещества. Оно является результатом сложных многочисленных процессов, протекающих в телах по случайным законам, при которых происходит преобразование внутренней тепловой энергии вещества в энергию электромагнитного поля, распространяющегося за пределы излучающего тела.

Нагретые тела излучают электромагнитные волны в широком диапазоне, от частот, соответствующих γ-излучению, до радиочастот. Спектр теплового радиоизлучения примыкает к спектру инфракрасного излучения. Границей раздела спектров условно считают диапазон волн, лежащий между 0,2 и 1 *мм*.

Одной из основных количественных характеристик поля теплового радиоизлучения является поток, равный количеству энергии Ф, излучаемой источником в единицу времени. Поток излучения, или полная мощность излучения, равен

$$\Pi = d\Phi/dt \ [вт].$$

Плотность энергии, проходящей в точке наблюдения через единичную площадку S в направлении, перпендикулярном к этой площадке, называют плотностью потока излучения

$$P = d\Pi/dS \ [вт \cdot м^{-2}].$$

Поток излучения — понятие, с помощью которого можно охарактеризовать поле любого источника или любой системы источников независимо от их размеров

или ориентаций. Если поле создается объектом, участки которого $И_1$ и $И_2$ (рис. 1.1) излучают различные мощности, то потоки, проходящие через площадку ΔS в бесконечно малых телесных углах $d\Omega_1$ и $d\Omega_2$, ориентированных по различным направлениям, могут существенно отличаться друг от друга. В случаях, подобных

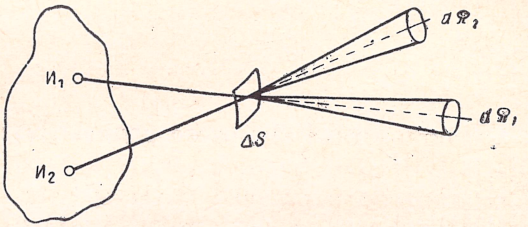


Рис. 1.1.

приведенному, кроме понятия потока, характеризующего мощность излучения, проходящего через площадку по всем направлениям, используется понятие интенсивности излучения.

Интенсивностью излучения в данном направлении называют предел отношения бесконечно малого потока, проходящего через площадку ΔS в данном направлении, к величине бесконечно малого телесного угла, в пределах которого измеряется поток, т. е.

$$I = \lim_{\Delta\Omega \to 0} \frac{\Delta P}{\Delta\Omega}. \qquad (1.1)$$

При излучении с поверхности тела конечных размеров предел (1.1) существует и может быть записан как

$$I = \frac{dP}{d\Omega} \quad [вт \cdot м^{-2} \cdot стер^{-1}].$$

В сущности, интенсивность излучения представляет собой плотность потока, отнесенного к единичному телесному углу. Очевидно, что в общем случае $I = I(\varphi, \theta)$, и плотность потока излучения в телесном угле источника $\Omega_и$ определяется равенством

$$P = \int_{\Omega_и} I(\varphi, \theta)\, d\Omega, \qquad (1.2)$$

где φ, θ — сферические координаты.

В радиотехнике приходится иметь дело с плотностью потока и интенсивностью, приходящимися на единичную площадку, перпендикулярную направлению на источник. Если нормаль к площадке составляет с направлением распространения угол ψ, то следует рассматривать проекцию этой площадки на направление распространения.

Тепловое и космическое электромагнитное излучения представляют собой беспорядочные флюктуации. Спектр этих флюктуаций является, как правило, сплошным и зависящим от частоты. Поэтому для характеристики поля шумового радиоизлучения вводят понятие спектральной плотности потока, т. е. плотности потока, отнесенной к определенной частоте. Выражение для спектральной плотности потока записывается как

$$P_f = \frac{d\Pi}{S \cos \psi df} \quad [вт \cdot м^{-2} \cdot гц^{-1}]. \qquad (1.3)$$

Аналогично спектральная интенсивность определяется равенством

$$I_f = \frac{dP}{\cos \psi df d\Omega} \quad [вт \cdot м^{-2} \cdot гц^{-1} \cdot стер^{-1}]. \qquad (1.4)$$

Спектральная интенсивность теплового электромагнитного излучения в диапазоне радиочастот на основании классической формулы Релея — Джинса может быть выражена через яркостную температуру:

$$I_f = \frac{2k T_я}{\lambda^2}. \qquad (1.5)$$

Здесь λ — длина волны теплового радиоизлучения; $k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}$ $вт \cdot гц^{-1} \cdot град^{-1}$ — постоянная Больцмана.

Яркостная температура шумового радиоизлучения $T_я$ определяется как температура абсолютно черного тела (АЧТ), спектральная интенсивность излучения которого равна интенсивности наблюдаемого источника.

Абсолютно черное тело — гипотетический идеальный тепловой излучатель и поглотитель. Яркостная температура электромагнитного излучения АЧТ равна его термодинамической температуре.

Для характеристики источников излучения с пространственно неравномерным распределением яркостной

температуры используют понятие усредненной яркостной температуры

$$T_{\text{яср}}=\frac{1}{\Omega_{\text{и}}}\int\limits_{\Omega_{\text{и}}} T_{\text{я}}(\varphi,\ \theta)\,d\Omega, \tag{1.6}$$

которую в литературе иногда называют эффективной температурой радиоизлучения.

Спектральная плотность потока связана с яркостной температурой источника, усредненной в телесном угле $\Omega_{\text{и}}$, соотношением

$$P_f=\frac{2kT_{\text{яср}}\Omega_{\text{и}}}{\lambda^2}. \tag{1.7}$$

Температура шума, наводимого излучением окружающей среды в антенне без потерь, может быть определена с помощью выражения

$$T_{\text{ант}}=\frac{D}{4\pi}\int\limits_{4\pi} T_{\text{я}}(\varphi,\ \theta)\,F(\varphi,\ \theta)\,d\Omega, \tag{1.8}$$

в котором

$$D=\frac{4\pi}{\int\limits_{4\pi} F(\varphi,\ \theta)\,d\Omega} \tag{1.9}$$

— коэффициент направленного действия антенны (КНД); $F(\varphi,\ \theta)$ — нормированная диаграмма направленности антенны по мощности.

Температуру шума, определяемую выражением (1.8), называют антенной температурой. Под антенной температурой понимают термодинамическую температуру согласованного с антенной сопротивления, при которой мощность шумов, выделяющаяся на сопротивлении за счет теплового движения электронов, равна мощности шумов, наведенных в антенне излучением внешних источников.

Излучение абсолютно черного тела, атмосферы Земли и большинства космических источников является неполяризованным. Суммарная энергия излучений подобных источников поровну распределена между ортогональными поляризациями.

Излучение земного покрова и объектов на земной поверхности, как и некоторых космических источников радиоизлучения (например, Солнца), может быть частично поляризовано. Компоненту с большей интенсивностью излучения называют преобладающей (максимальной), а компоненту с меньшей интенсивностью — минимальной.

Коэффициент поляризации шумового радиоизлучения может быть выражен через яркостные температуры максимальной и минимальной компоненты следующим отношением:

$$p_{\text{п}} = \frac{T_{\text{ямакс}} - T_{\text{ямин}}}{T_{\text{ямакс}} + T_{\text{ямин}}}.$$

Антенна, обеспечивающая прием сигналов с правым или левым направлением вращения плоскости поляризации, как и антенна для приема горизонтально и вертикально поляризованного излучения, принимает лишь половину всей мощности неполяризованного излучения.

1.2. Коэффициент рассеивания антенны

Чтобы установить аналитическую зависимость между антенной температурой и яркостной температурой источников излучения, окружающих приемную антенну, необходимо располагать диаграммой направленности, измеренной или рассчитанной в телесном угле 4π *стер*. Эту задачу практически решить невозможно как вследствие того, что типовые приборы и обычные методы не обеспечивают измерения боковых лепестков, ослабленных более 40—50 *дб*, так и ввиду сложности интегрирования по двум переменным φ и θ даже при наличии измеренной пространственной диаграммы.

Телесный угол вокруг антенны можно разбить на две области: область $\Omega_{\text{гл}}$, включающую главный лепесток диаграммы направленности, и область $\Omega_{\text{бок}}$, охватывающую боковые и задние лепестки; последнюю называют областью рассеивания. Область рассеивания характеризуют коэффициентом рассеивания β_S, который может быть определен следующим образом.

Если считать, что приемная антенна находится в поле изотропного излучения, то β_S показывает, какая

часть всей мощности поступает в антенну через боковые лепестки диаграммы направленности.

Таким образом, по определению

$$\beta_S = \frac{\int\limits_{\Omega_{бок}} F(\varphi, \theta)\, d\Omega}{\int\limits_{4\pi} F(\varphi, \theta)\, d\Omega} = \frac{\int\limits_{4\pi} F(\varphi, \theta)\, d\Omega - \int\limits_{\Omega_{гл}} F(\varphi, \theta)\, d\Omega}{\int\limits_{4\pi} F(\varphi, \theta)\, d\Omega} =$$

$$= 1 - \frac{D}{D_{гл}}, \qquad (1.10)$$

где

$$D_{гл} = \frac{4\pi}{\int\limits_{\Omega_{гл}} F(\varphi, \theta)\, d\Omega}$$

— КНД антенны относительно главного лепестка диаграммы направленности.

Так, например, однозеркальные параболические антенны, у которых не принимаются меры к снижению уровня боковых лепестков, характеризуются коэффициентом рассеивания 0,3—0,5. При таком значении β_S от 30 до 50% мощности изотропного излучения поступает в антенну через область рассеивания. Несмотря на весьма малый уровень боковых лепестков, столь большая доля мощности изотропного излучения принимается областью рассеивания вследствие того, что телесный угол $\Omega_{бок}$ у остронаправленных антенн намного больше телесного угла $\Omega_{гл}$.

Если полагать уровень боковых лепестков в телесном угле $\Omega_{бок}$ неизменным ($F_{бок\,макс} = \text{const}$), а их распределение в области рассеивания — изотропным, тогда, как показано в [23],

$$1 - \beta_S \simeq \frac{1}{1 + \frac{\Omega_{бок}}{4\pi} F_{бок\,макс} D_{гл}}.$$

Из приведенного выражения следует, что при приеме изотропного излучения мощность сигнала, поступающего в антенну через главный лепесток диаграммы направленности, существенно зависит от уровня ее боковых лепестков. При $F_{бок\,макс} = 10^{-4}$ и $D_{гл} = 10^3$ главным

лепестком принимается 90%, а областью рассеивания — 10% мощности изотропного излучения.

Выражение (1.10) после несложных преобразований можно привести к виду

$$D = D_{гл}(1 - \beta_S). \qquad (1.11)$$

Поскольку коэффициент усиления антенны G связан с ее коэффициентом направленного действия равенством $G = D\eta_{ант}$, (1.11) позволяет найти зависимость между коэффициентом усиления антенны и коэффициентом усиления антенны относительно главного лепестка диаграммы направленности, т. е.

$$G = G_{гл}(1 - \beta_S). \qquad (1.12)$$

Уравнения (1.11), (1.12) подтверждают тот факт, что коэффициенты усиления и направленного действия антенны меньше соответствующих значений коэффициентов, рассчитанных для главного лепестка. Из (1.11) и (1.12) также следует, что с уменьшением β_S при той же площади антенны ее коэффициенты усиления и направленного действия растут, устремляясь в пределе к значениям $G_{гл}$ и $D_{гл}$.

На основании приведенного анализа выражение для антенной температуры можно записать в виде суммы:

$$T_{ант} = T_{ант\ гл} + T_{ант\ бок}, \qquad (1.13)$$

слагаемые которой выражаются следующим образом:

$$T_{ант\ гл} = (1 - \beta_S)\frac{D_{гл}}{4\pi}\int\limits_{\Omega_{гл}} T_я(\varphi,\ \theta)\,F(\varphi,\ \theta)\,d\Omega, \qquad (1.14)$$

$$T_{ант\ бок} = \frac{\beta_S \int\limits_{\Omega_{бок}} T_я(\varphi,\ \theta)\,F(\varphi,\ \theta)\,d\Omega}{\int\limits_{\Omega_{бок}} F(\varphi,\ \theta)\,d\Omega} = \beta_S T_{я\ ср\ бок}. \qquad (1.15)$$

Здесь $T_{я\ ср\ бок}$ — среднее значение яркостной температуры среды, окружающей антенну в области рассеивания.

Выражение (1.14) учитывает составляющую антенной температуры, обусловленную приемом излучения

внешних источников на главный лепесток диаграммы направленности антенны, (1.15) — приемом излучений окружающей среды — областью рассеивания.

Из анализа структуры диаграммы направленности однозеркальных параболических антенн (см., например, [39]), которые находят широкое применение в радиотехнических устройствах, можно видеть, что начиная с третьего, четвертого боковые лепестки имеют примерно одинаковую величину. Вследствие этого область рассеивания можно разбить на две подобласти. Область рассеивания $\Omega_{бок1}$, охватывающую первые боковые лепестки, в подобном случае характеризуют коэффициентом рассеивания β_{S1}, область $\Omega_{бок2}$, включающую дальние боковые лепестки, — коэффициентом рассеивания β_{S2}:

$$\beta_{S1} = \frac{\int\limits_{\Omega_{бок1}} F_{бок1}(\varphi, \theta)\, d\Omega}{\int\limits_{4\pi} F(\varphi, \theta)\, d\Omega},$$

$$\beta_{S2} = \frac{\int\limits_{\Omega_{бок2}} F_{бок2}(\varphi, \theta)\, d\Omega}{\int\limits_{4\pi} F(\varphi, \theta)\, d\Omega}.$$

Из рассмотрения диаграммы направленности, рассчитанной для осесимметричного параболического зеркала с параметрами: диаметр $d_{ант} = 10\lambda$, фокусное расстояние $f_{ант} = 3{,}1\lambda$ (рис. 1.2) [13], следует, что первые ее три боковых лепестка могут быть описаны уравнением

$$F_{бок1}(\varphi) = 0{,}3 \exp(-0{,}36\varphi), \qquad (1.16)$$

а последующие боковые лепестки — уравнением

$$F_{бок2}(\varphi) = \text{const},$$

поскольку средний уровень, начиная с четвертого, пятого боковых лепестков, можно считать постоянным.

В уравнении (1.16) множитель при φ выбран таким образом, чтобы прямая, соответствующая показательной функции, в полулогарифмическом масштабе отражала

характер изменения уровня первых боковых лепестков диаграммы направленности.

Можно показать, что при разбиении области рассеивания параболической антенны на две подобласти, из

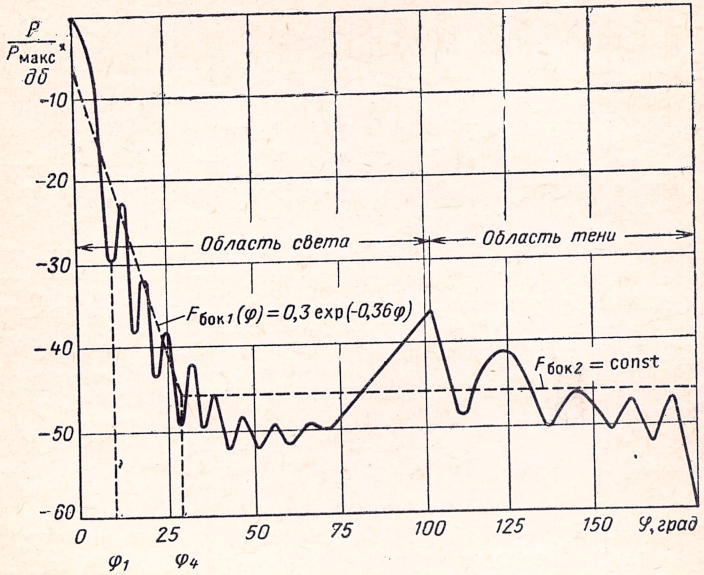


Рис. 1.2

которых $\Omega_{бок1}$ примыкает к главному лепестку диаграммы направленности и имеет угловые размеры

$$\varphi = \arcsin \frac{(3 \div 5)\,\lambda}{d_{ант}}, \qquad (1.17)$$

для коэффициентов рассеивания антенны β_{S1} и β_{S2} оказывается справедливым равенство

$$\beta_{S1} = \beta_{S2} = 0{,}5\beta_S.$$

В выражении (1.17) $d_{ант}$ — диаметр осесимметричной параболической антенны.

Составляющая антенной температуры, соответствующая приему излучений на боковые лепестки диаграммы направленности антенны, область рассеивания которой

разбита на две подобласти, может быть записана в виде равенства

$$T_{\text{ант бок}} = \sum_{i=1,\,2} \beta_{Si} T_{\text{я ср бок}i} =$$

$$= 0{,}5\beta_S (T_{\text{я ср бок1}} + T_{\text{я ср бок2}}), \qquad (1.18)$$

где $T_{\text{я ср бок1}}$ и $T_{\text{я ср бок2}}$ — средние значения яркостной температуры в подобластях рассеивания $\Omega_{\text{бок1}}$ и $\Omega_{\text{бок2}}$.

Яркостную температуру в пределах главного лепестка диаграммы направленности $\Omega_{\text{гл}}$ и телесного угла $\Omega_{\text{бок1}}$ во многих для практики случаях у параболических антенн с большим раскрывом можно считать величиной постоянной. При выполнении этого условия выражение (1.13) с учетом суммы (1.18) и равенства $T_{\text{я гл}} \simeq T_{\text{я ср бок1}}$ приобретает следующий вид:

$$T_{\text{ант}} = (1 - 0{,}5\beta_S) T_{\text{я гл}} + 0{,}5\beta_S T_{\text{я ср бок2}}. \qquad (1.19)$$

Вообще говоря, область рассеивания антенны можно разбить на большее число подобластей, чтобы точнее учесть структуру диаграммы направленности и распределение яркостной температуры в области рассеивания. В подобном случае выражение (1.15) следует записать в виде суммы:

$$T_{\text{ант бок}} = \sum_{i=1}^{n} \beta_{Si} T_{\text{я ср бок}i},$$

где β_{Si} — коэффициент рассеивания i-й подобласти; $T_{\text{я ср бок}i}$ — среднее значение яркостной температуры среды в телесном угле, ограничивающем i-ю подобласть рассеивания.

Приведенные рассуждения показывают, что при известном коэффициенте рассеивания для определения антенной температуры необходимо знать закон распределения яркостной температуры радиоизлучения среды, окружающей антенну в телесном угле 4π *стер*.

1.3. Суммарная температура шума на входе приемного устройства

Суммарная мощность шумов, действующая на входе приемного устройства, складывается из мощности шумов, поступающих из антенно-фидерного тракта, и мощности собственных шумов приемного устройства, приведенных к его входу.

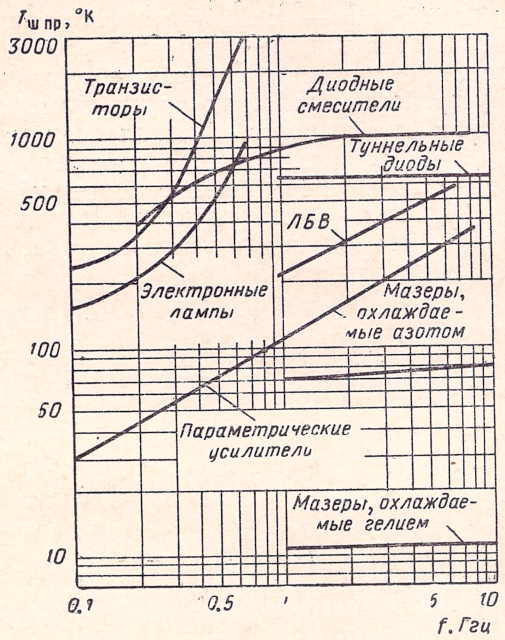


Рис. 1.3

Мощность собственных шумов приемного устройства принято характеризовать шумовой температурой согласованного с входом приемника сопротивления, обеспечивающего на выходе линейной части идеального нешумящего приемника мощность шумов, равную мощности шумов реального приемника. Температура шума на входе согласованного с антенной приемного устройства с учетом всех шумовых источников определяется следующим очевидным выражением:

$$T_{ш\,у} = (T_{ант} + T_{ш\,ант})\,\eta_ф + T_{ш\,ф} + T_{ш\,пр}, \qquad (1.20)$$

в котором $T_{ант}$ — антенная температура, обусловленная приемом космического радиоизлучения, теплового радиоизлучения атмосферы Земли и земного покрова; $T_{ш\,ант}$ — температура шума собственного теплового радиоизлучения приемной антенны, обусловленная омическими потерями в ее элементах; $\eta_ф$ — коэффициент полезного действия (коэффициент передачи) фидерного тракта; $T_{ш\,ф}$ — температура шума радиоизлучения фидерного тракта; $T_{ш\,пр}$ — температура собственного шума приемника, приведенная к его входу.

До недавнего времени температура шума на входе приемного устройства полностью определялась температурой его собственного шума. С появлением малошумящих усилителей СВЧ, температура собственного шума которых характеризуется крайне низким уровнем (рис. 1.3) [37], нельзя не учитывать радиоизлучение среды, окружающей антенну, и тепловое радиоизлучение антенно-фидерного тракта.

Глава 2

ШУМЫ АНТЕННО-ФИДЕРНОГО ТРАКТА

2.1. Температура шума согласованной линии передачи

Омические потери в антенно-фидерных линиях и элементах высокочастотного тракта вызывают ослабление высокочастотного сигнала и увеличение температуры шума на выходе линии передачи.

Оценим температуру шума на выходе линии передачи с потерями, нагруженной на неизлучающие согласованные нагрузки.

Фидерная линия характеризуется:

$R_ф$ — погонным активным сопротивлением,

$G_ф$ — погонной проводимостью изоляции,

$\rho_ф$ — волновым сопротивлением,

$\varkappa_ф$ — коэффициентом затухания.

Эти параметры связаны между собой следующим соотношением:

$$\varkappa_ф = \frac{R_ф}{2\rho_ф} + \frac{G_ф \rho_ф}{2}. \qquad (2.1)$$

Рассмотрим случай, когда потери за счет конечной проводимости линии передачи намного превышают потери в диэлектрике, т. е. $\varkappa_ф \simeq R_ф/2\rho_ф$ [14].

Разобьем фидер длиной $L_ф$ и n элементарных участков $\Delta l_ф$, каждый из которых представим в виде четырехполюсника, нагруженного на сопротивление $R_{вх} = R_{вых} = \rho_ф$. Омические потери в таком четырехполюснике будут равны

$$\Delta R_ф = R_ф \Delta l_ф \simeq 2\rho_ф \varkappa_ф \Delta l_ф.$$

Э. д. с. шумов, возникающая на сопротивлении $\Delta R_ф$, находящемся при термодинамической температуре

Киевский авиационный завод

$T_ф$ (°K), в полосе частот Δf определяется равенством

$$\Delta E_ш = \sqrt{4kT_ф \Delta R_ф \Delta f},$$

а мощность шумов, выделяющаяся на выходном сопротивлении за счет излучения оконечного (n-го участка) фидера, — соотношением

$$\Delta p_{nшф} = \frac{\Delta E^2_ш \rho_ф}{(2\rho_ф + \Delta R_ф)^2} \simeq \frac{\Delta E^2_ш \rho_ф}{4\rho_ф} = 2kT_ф \Delta l_ф \Delta f \varkappa_ф,$$

так как $\Delta R_ф \ll \rho_ф$. В приведенных выражениях k — постоянная Больцмана.

Нетрудно видеть, что мощность шумов на выходе фидерного тракта от предоконечного (n—1)-го участка равна

$$\Delta p_{n-1} = \Delta p_{nшф} \eta_\Delta,$$

от (n — 2)-го участка

$$\Delta p_{n-2} = \Delta p_{nшф} \eta^2_\Delta,$$

от i-го участка

$$\Delta p_i = \Delta p_{nшф} \eta^{n-i}_\Delta.$$

Здесь $\eta_\Delta = \exp(-2\varkappa_ф \Delta l_ф)$ — коэффициент полезного действия (коэффициент передачи) элементарного участка линии передачи.

Поскольку шумы элементарных участков некогерентны, общая мощность шумов на выходе фидерной линии может быть представлена в виде суммы:

$$p_{шф} = \Delta p_{nшф} \sum_{i=1}^{n} \eta^{n-i}_\Delta = \Delta p_{nшф} \sum_{j=0}^{n-1} \eta^{i}_\Delta =$$

$$= 2kT_ф \varkappa_ф \Delta f \sum_{j=0}^{n-1} \exp(-2\varkappa_ф \Delta l_ф j)\, \Delta l_ф.$$

Устремив n к бесконечности и перейдя от суммы к интегралу с переменной интегрирования $l_ф = \Delta l_ф j$, можно записать

$$p_{шф} = 2kT_ф \Delta f \varkappa_ф \int_0^{L_ф} \exp(-2\varkappa_ф l_ф)\, dl_ф =$$

$$= kT_ф \Delta f\, [1 - \exp(-2\varkappa_ф L_ф)] = kT_ф \Delta f\, (1 - \eta_ф),$$

откуда

$$T_{шф} = T_ф\, [1 - \exp(-2\varkappa_ф L_ф)] = T_ф\, (1 - \eta_ф), \qquad (2.2)$$

так как

$$p_{шф} = kT_{шф} \Delta f.$$

В табл. 2.1 приведены расчетные значения температуры шума на выходе согласованного фидерного тракта с потерями. При расчетах предполагалось, что температура шума на входе фидера $T_{ш\,вх} = 0°$ К, а термодинамическая температура фидера $T_ф = 300°$ К. Из анализа данных табл. 2.1 очевидно, что уже при уровне потерь 0,1 *дб* температура шума фидерного тракта оказывается соизмеримой с температурой приведенного ко входу собственного шума молекулярного усилителя, охлаждаемого гелием.

Таблица 2.1

$\eta_ф$	Уровень потерь $(1-\eta_ф)$, *дб*	$T_{шф}$, °К
0,977	0,1	7
0,944	0,25	17
0,891	0,5	32
0,794	1,0	63
0,631	2,0	110
0,5	3,0	150

Важно подчеркнуть, что с увеличением потерь в фидерном тракте быстро падает отношение сигнал/шум на входе приемного устройства, так как наряду со снижением мощности выходного сигнала происходит увеличение мощности шумов. Поэтому всегда имеет место неравенство $(p_с/p_ш)_{вх\,ф} > (p_с/p_ш)_{вых\,ф}$.

Ухудшение отношения мощности сигнала к мощности шумов на входе приемного устройства с согласованным фидерным трактом можно оценить выражением

$$k_{\text{ф}}=\frac{\left(\frac{p_{\text{с}}}{p_{\text{ш}}}\right)_{\text{вых ф}}}{\left(\frac{p_{\text{с}}}{p_{\text{ш}}}\right)_{\text{вх ф}}}=\frac{\eta_{\text{ф}}\left(T_{\text{ш пр}}+T_{\text{ант}}\right)}{T_{\text{ш пр}}+T_{\text{шф}}+T_{\text{ант}}\eta_{\text{ф}}}.$$

Если приведенная ко входу температура собственных шумов приемника намного превышает температуру шума антенно-фидерного тракта, то

$$k_{\text{ф}}\approx\eta_{\text{ф}}. \qquad (2.3)$$

В том случае, когда «низкотемпературная» антенна соединена с малошумящим приемным устройством фидерным трактом с большими потерями,

$$k_{\text{ф}}=\frac{\eta_{\text{ф}}\left(T_{\text{ш пр}}+T_{\text{ант}}\right)}{T_{\text{шф}}}. \qquad (2.4)$$

Из выражений (2.3) и (2.4) следует, что при $T_{\text{ш пр}}\gg\gg\left(T_{\text{ант}}+T_{\text{ш ф}}\right)$ необходимо добиваться максимального к. п. д. тракта. При работе малошумящего приемного устройства совместно с низкотемпературной антенной важно получить высокий коэффициент передачи при низком значении температуры шума фидерного тракта.

В заключение оценим влияние потерь в фидерном тракте на отношение сигнал/шум на входе приемного устройства с низким уровнем шумов. Будем полагать, что приведенная ко входу приемного устройства температура собственного шума равна $T_{\text{ш пр}}=40°$ К. Примерно такая температура шума у станции наземного комплекса связи с искусственным спутником Земли «Телестар», расположенной в Андовере (США), при угле высоты приемной антенны $h>7{,}5°$ [31]. Как следует из табл. 2.1, в согласованной линии передачи с малыми потерями увеличение поглощения на 0,1 *дб* вызывает повышение температуры шума на 7° К. При температуре шума приемного устройства $T_{\text{ш пр}}=40°$ К подобное приращение температуры на выходе фидерного тракта вызывает увеличение суммарной температуры примерно на 0,7 *дб*. Таким образом, ухудшение отношения сигнал/шум в рассмотренном случае происходит в основ-

ном из-за роста температуры шума собственного теплового излучения линии передачи.

Приведенные расчеты убеждают, что соотношение сигнал/шум на выходе фидерного тракта с малыми потерями существенно зависит от уровня рассеивания электромагнитной энергии в нем.

2.2. Зависимость коэффициента затухания от параметров фидерного тракта

В фидерных трактах радиотехнических устройств используют как коаксиальные кабели, так и линии передачи, выполненные из волноводных труб.

Одним из важных параметров фидерного тракта является коэффициент поглощения, характеризующий степень рассеивания электромагнитной энергии в линии передачи. Коэффициент поглощения численно равен отношению

$$\alpha = \frac{p_{\text{рас}}}{p_{\text{вх}}},$$

где $p_{\text{вх}}$ и $p_{\text{рас}}$ соответственно характеризуют мощность на входе и мощность, поглощенную и рассеянную в фидерном тракте.

Установим связь между коэффициентом поглощения и коэффициентом затухания. Коэффициент распространения реальной линии передачи $\gamma = \beta - j\varkappa$ является комплексной величиной. Ее мнимая часть определяет убывание амплитуды волны и носит название коэффициента затухания, вещественная — изменение фазы. Последнюю называют коэффициентом фазы.

Поле в линии с потерями изменяется по закону

$$\dot{E} = E e^{j(\omega t - \beta l_{\text{ф}})} e^{-\varkappa_{\text{ф}} l_{\text{ф}}}.$$

Согласно приведенному выражению на единице длины линии передачи напряженность поля убывает в $e^{-\varkappa_{\text{ф}}}$ раз, а мощность, пропорциональная квадрату напряженности, — в $e^{-2\varkappa_{\text{ф}}}$ раз. Поэтому мощность, рассеиваемая в линии передачи протяженностью $l_{\text{ф}}$, определится равенством

$$p_{\text{рас}} = p_{\text{вх}}(1 - e^{-2\varkappa_{\text{ф}} l_{\text{ф}}}) = p_{\text{вх}}(1 - \eta_{\text{ф}}),$$

откуда

$$\alpha = 1 - e^{-2\varkappa_\Ф l_\Ф}.$$

В случае малых потерь, когда $e^{-2\varkappa_\Ф l_\Ф} \ll 1$, $\alpha \simeq 2\varkappa_\Ф l_\Ф$.

Таким образом, коэффициент затухания характеризует долю поглощенной энергии (или мощности) на единицу длины линии передачи, а коэффициент поглощения определяет энергию (мощность), рассеянную во всей линии передачи.

Как следует из формулы (2.1), для вычисления коэффициента затухания линии передачи необходимо знать зависимость $R_\Ф$, $G_\Ф$ и $\rho_\Ф$ от так называемых первичных параметров линии передачи, а также от ее геометрии и электрических свойств. Для радиочастотных коаксиальных кабелей справедливы следующие соотношения [8]:

$$\rho_\Ф = \frac{138}{\sqrt{\varepsilon'_\Ф}} \ln \frac{D_\Ф}{d_\Ф},$$

$$G_\Ф = \frac{10^9 \varepsilon'_\Ф \operatorname{tg} \delta_\Ф}{18 \ln \frac{D_\Ф}{d_\Ф}},$$

$$R_\Ф = 2 \cdot 10^{-3,5} \sqrt{f} \left(\frac{\sqrt{\mu_a \rho_a}}{d_\Ф} + \frac{\sqrt{\mu_b \rho_b}}{D_\Ф} \right).$$

Здесь $\varepsilon'_\Ф$ — относительная диэлектрическая проницаемость материала изоляции; $\operatorname{tg} \delta_\Ф$ — тангенс угла электрических потерь в диэлектрике; $D_\Ф$ — внутренний диаметр наружной оболочки кабеля; $d_\Ф$ — диаметр внутреннего проводника коаксиального кабеля; μ_a, μ_b, ρ_a, ρ_b — относительная магнитная проницаемость и удельное сопротивление внутреннего (индекс a) и внешнего (индекс b) проводников.

Подставив в формулу (2.1) приведенные значения $\rho_\Ф$, $G_\Ф$ и $R_\Ф$, после несложных преобразований можно получить

$$\varkappa_\Ф = \varkappa_{\Ф R} + \varkappa_{\Ф G}, \qquad (2.5)$$

где

$$\varkappa_{\phi R} = \frac{1{,}98 \cdot 10^{-5} \sqrt{\varepsilon'_\phi f}}{\ln \frac{D_\phi}{d_\phi}} \times$$

$$\times \left(\frac{\sqrt{\mu_a \rho_a}}{d_\phi} + \frac{\sqrt{\mu_b \rho_b}}{D_\phi} \right) \ [дб \cdot м^{-1}];$$

$$\varkappa_{\phi G} = 9{,}08 \cdot 10^{-8} f \sqrt{\varepsilon'_\phi} \operatorname{tg} \delta_\phi \ [дб \cdot м^{-1}].$$

В выражении (2.5) первое слагаемое учитывает в основном затухание за счет конечной проводимости металла, второе — затухание, вызванное потерями электромагнитной энергии в диэлектрике.

Подобное разделение $\varkappa_\phi$ на слагаемые следует, конечно, признать условным, так как при распространении электромагнитной энергии по линии передачи имеет место единый процесс ее рассеивания.

Формула (2.5) справедлива в случае, когда внешний и внутренний проводник, как и диэлектрик, заполняющий пространство между ними, выполнены сплошными. Если коаксиальный кабель выполнен иным образом, в (2.5) необходимо ввести коэффициенты, учитывающие зависимость $\varkappa_\phi$ от конструкции кабеля.

На рис. 2.1 [8] приведены кривые зависимости $\varkappa_{\phi R}$ и $\varkappa_{\phi G}$ коаксиального кабеля РК-50-9-12 (РК-6) от частоты. Из графиков следует, что в области частот до 1 850 *Мгц* у кабеля РК-50-9-12 $\varkappa_{\phi R} > \varkappa_{\phi G}$, а на частотах выше 1 850 *Мгц* $\varkappa_{\phi R} < \varkappa_{\phi G}$.

Частотную зависимость затухания радиочастотных коаксиальных кабелей РК-75-4-17, РК-50-11-21, РК-100-7-14 с малыми потерями иллюстрируют соответственно кривые *1*, *2*, *3* рис. 2.2 [8]. Графики рис. 2.2, как и рис. 2.1, отражают быстрый рост в коаксиальных кабелях потерь электромагнитной энергии с ростом частоты. Последнее в известной мере определяет тот факт, что применение протяженных коаксиальных линий для канализации энергии сантиметрового диапазона считается нецелесообразным.

В коротковолновой части СВЧ диапазона в качестве линий передачи электромагнитной энергии широко применяются различные типы волноводных систем. Помимо меньшего затухания волноводные линии передачи обес-

печивают возможность передачи значительно большей мощности, чем это позволяют коаксиальные кабели.

Затухание электромагнитной энергии в волноводной линии, как и в случае ее канализации с помощью коа-

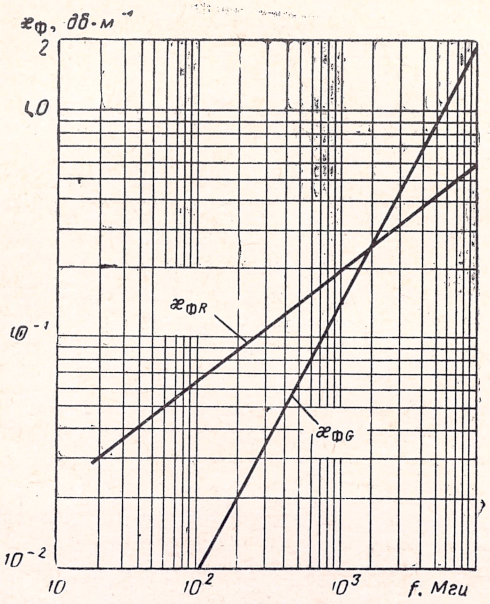


Рис. 2.1

ксиальной линии, складывается из потерь в диэлектрике, заполняющем волноводную трубу, и потерь в проводящем материале за счет его конечной проводимости. В случае распространения в прямоугольном волноводе волны типа H_{m0} приближенное значение коэффициента затухания равно [8]

$$\varkappa_\Phi = \frac{1}{b}\left(\frac{\omega\mu_{ст}\varepsilon'\varepsilon_0}{2\sigma_{ст}\mu}\right)^{1/2} \times$$

$$\times\left[1+2\frac{b}{a}\left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2\right]\left[1-\left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2\right]^{-1/2}. \qquad (2.6)$$

Здесь ω — частота электромагнитных колебаний; $\mu_{ст}$ и $\sigma_{ст}$ — относительная магнитная проницаемость и удельная проводимость стенки волноводной трубы; ε' и μ —

относительная диэлектрическая и магнитная проницаемости диэлектрика; ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума; a и b — линейные размеры широкой и узкой стенок волноводной трубы; $\lambda_{кр}$ — критическая длина волны в волноводе.

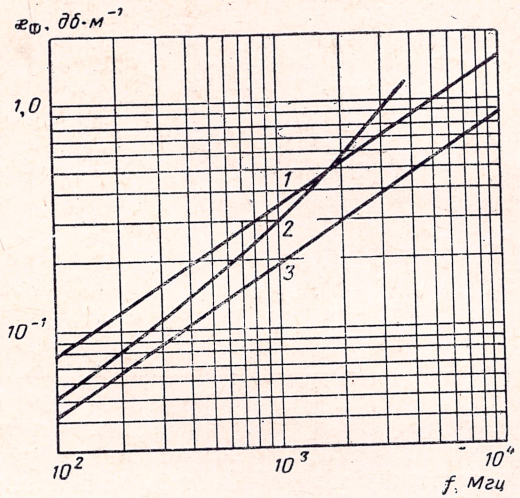


Рис. 2.2

Формулы, аналогичные (2.6), существуют для различных типов волн, распространяющихся в круглом, Н- и П-образных волноводах (например, [8]).

В табл. 2.2 приведены значения коэффициента затухания $\varkappa_\Phi$ в медных волноводах прямоугольного сечения, рекомендованных Международной электротехнической комиссией (МЭК). В таблице показано максимальное затухание на частоте, равной 1,5-кратной критической частоте.

В табл. 2.3 даны значения коэффициента затухания, характерные для П- и Н-образных волноводов, выполненных из меди [7], которые, как известно, обеспечивают более широкую, чем у стандартных волноводов, полосу пропускания, однако имеют несколько более высокий уровень потерь.

Уровень потерь электромагнитной энергии в волноводной трубе существенно зависит от состояния токоне-

Таблица 2.2

Тип волновода	Диапазон частот, *Гц*	Сечение трубы волновода, *мм·мм*	$\varkappa_ф$, *дб·м*$^{-1}$
МЭК-26	2,17—3,3	86,36×43,18	0,0173
МЭК-32	2,6—3,95	72,14×34,04	0,0236
МЭК-40	3,22—4,9	58,17×29,08	0,0311
МЭК-48	3,94—5,99	41,55×22,15	0,0443
МЭК-58	4,64—7,05	40,39×20,19	0,0539
МЭК-70	5,38—8,2	34,85×15,8	0,0720
МЭК-84	6,58—10,0	28,5×12,6	0,0993
МЭК-100	8,2—12,5	22,86×10,16	0,127
МЭК-120	9,84—15,0	19,05×9,525	0,166
МЭК-140	11,9—18,0	15,8×7,9	0,22
МЭК-180	14,5—22,0	12,95×6,48	0,238
МЭК-220	17,6—26,6	10,67×4,32	0,463
МЭК-260	21,7—33,0	8,64×4,32	0,544
МЭК-320	26,4—40,1	7,1×3,6	0,729
МЭК-400	33,0—50,1	5,7×2,85	1,02
МЭК-500	39,3—59,7	4,78×2,4	1,33

сущих поверхностей ее стенок. Неровности и царапины на внутренней поверхности волновода за счет несовершенства механической обработки, как и коррозионные разрушения, образующиеся в процессе эксплуатации волноводного тракта, вызывают увеличение потерь электромагнитной энергии. Эти потери могут заметно превышать значения потерь, приведенные в табл. 2.2 и 2.3, рассчитанные для случая, когда внутренняя поверхность волноводной трубы имеет гладкую поверхность.

Таблица 2.3

Диапазон частот, *Гц*	Н-образные волноводы		П-образные волноводы	
	Сечение трубы, *мм·мм*	$\varkappa_ф$, *дб·м*$^{-1}$	Сечение трубы, *мм·мм*	$\varkappa_ф$, *дб·м*$^{-1}$
2,0—4,8	65,79×30,61	0,0292	62,38×28,07	0,0298
3,5—8,2	37,59×17,48	0,0669	35,66×16,05	0,0695
4,75—11,0	27,69×12,58	0,1063	26,26×11,86	0,1093
7,5—18,0	17,55×8,15	0,2103	16,64×7,48	0,2169
11,0—26,5	11,96×5,56	0,3740	11,34×5,11	0,3838
18,0—40,0	7,32×3,4	0,7808	6,93×3,12	0,8071

Одной из причин роста уровня потерь в реальных волноводных трубах является увеличение действующей длины пути тока (рис. 2.3) в шероховатых, неидеально гладких токонесущих стенках волновода. Известно, что плотность переменного тока в металле уменьшается

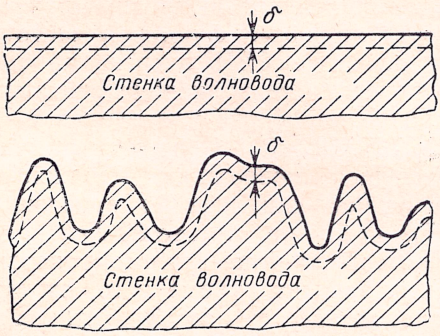


Рис. 2.3

в направлении, нормальном к поверхности проводника. На глубине δ плотность тока составляет $1/e$ от значения плотности тока у граничной поверхности. Глубина проникновения электромагнитного поля в металл может быть вычислена с помощью выражения

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu_0 \mu_{ст} \sigma_{ст}}}, \qquad (2.7)$$

в котором μ_0 — магнитная проницаемость вакуума.

Как следует из (2.7), глубина проникновения в поверхностный слой является функцией частоты и удельной проводимости материала. Зависимость ее от частоты представлена в табл. 2.4.

В работе [7] показано, что при шероховатости поверхности, соизмеримой с глубиной проникновения тока

Таблица 2.4

f, *Гц*	1	3	10	30	100
δ, *мк*	2,3	1,3	0,74	0,41	0,23

в металл, затухание на единицу длины волноводной трубы возрастает в 1,6 раза по сравнению с данными, приведенными в табл. 2.2 и 2.3. Если шероховатости поверхности в 2 раза больше глубины погружения δ, то затухание возрастает в 1,8 раза. По этой причине требования к классу обработки внутренней поверхности волноводной трубы являются функцией частоты. Так, например, при передаче СВЧ энергии на частоте 3 *Гец* внутреннюю поверхность волновода считают удовлетворительной при ее обработке в пределах 5—6-го класса чистоты (ГОСТ 2789—51). Считают, что чистота обработки токонесущей поверхности должна относиться к $\nabla 6$—$\nabla 8$ в случае канализации энергии на частоте 10 *Гец* и к $\nabla 8$—$\nabla 9$ — на частоте 30 *Гец*.

Уровень потерь электромагнитной энергии в волноводном тракте зависит, кроме того, от свойств материала токопроводящих стенок. Это становится очевидным из уравнения для поверхностного активного сопротивления

$$R_{\text{пов}} = \sqrt{\frac{\omega \mu_{\text{ст}} \mu_0}{2\sigma_{\text{ст}}}} = \frac{1}{\sigma_{\text{ст}} \delta},$$

определяющего уровень омических потерь в стенках волновода.

В табл. 2.5 приведены результаты расчетов затухания волны H_{10} в прямоугольном волноводе сечением 10 *мм*×23 *мм* с гладкой внутренней поверхностью в зависимости от удельной проводимости материала волноводной трубы.

Таблица 2.5

Вид металла	$\sigma_{\text{ст}} \times 10^7$, *мо·м*$^{-1}$	$\varkappa_{\text{ф}}$, *дб·м*$^{-1}$
Серебро	6,1	0,118
Медь	5,8	0,127
Латунь . . .	2,41	0,186
Алюминий	3,43	0,146
Магний	2,06	0,2

Из (2.6) следует, что затухание электромагнитной энергии в волноводной трубе растет с увеличением относительной диэлектрической проницаемости среды, за-

полняющей волновод. Частичное и даже полное заполнение волноводов однородным диэлектриком с малыми потерями (фторопласт, полистирол, кварц и т. д.) бывает необходимо, например, при создании электровакуумных приборов, изделий, содержащих ферритовые элементы, а также при изготовлении трансформаторов полных сопротивлений, диэлектрических фазовращателей и тому подобных элементов.

Необходимо также учитывать возможность естественного образования диэлектрических покровов на токонесущей поверхности волноводов, длительное время пребывающих в коррозионной атмосфере. Можно показать, что затухание, вносимое диэлектрической пленкой, образовавшейся на токопроводящей стенке волноводного тракта, определяется выражением

$$\varkappa_{\text{ф}} = 37{,}5 \cdot 10^{-8} f \operatorname{tg}\delta \frac{\frac{d}{\varepsilon'} + 6{,}57\varepsilon' b \left(\frac{d}{a}\right)^3}{b\left[1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2\right]^{1/2}} \quad [\partial б \cdot м^{-1}],$$

в котором d — толщина пленки; ε' и $\operatorname{tg}\delta$ — относительная диэлектрическая проницаемость и тангенс угла диэлектрических потерь пленки.

Проводимость пленки на поверхности токопроводящей стенки волновода, образующейся за счет коррозии, может в известных случаях быть довольно значительной. Опыт эксплуатации волноводов с посеребренной внутренней поверхностью показывает, что их длительное пребывание в атмосфере зачастую сопровождается образованием на поверхности серебра сернистоокисных пленок. Вследствие низкой проводимости таких пленок (много меньшей проводимости серебра) потери электромагнитной энергии в волноводном тракте могут возрасти в 1,5—1,6 раза.

Если удельная проводимость пленки мала, то в соответствии с выражением (2.7) глубина проникновения электрического поля в таком диэлектрике оказывается весьма значительной. Наибольшая часть тока в подобном случае будет протекать в стенке волновода, а не в пленке. По этой причине окиси, образующиеся на стенках алюминиевых и медных волноводов, незначительно влияют на общий уровень потерь в волноводном тракте. Так, например, образование на поверхности алю-

миниевого волновода сечением 10 *мм*×23 *мм* окисной пленки толщиной 0,1 *мм* приводит к увеличению затухания на величину, меньшую 0,1%.

Низкий уровень потерь, вносимых пленками с малой удельной проводимостью (малым тангенсом электрических потерь), обусловил, в частности, тот факт, что наряду с покрытиями некорродирующими металлами (палладием, радием и др.) для защиты токонесущих поверхностей волноводов применяют электрохимические и лаковые покрытия.

Данные табл. 2.2 и 2.3 показывают, что в сантиметровом и более коротковолновом диапазонах волн создание протяженных низкотемпературных волноводных трактов на основе стандартных волноводных труб оказывается весьма затруднительным из-за большого коэффициента затухания.

Размеры стандартной прямоугольной волноводной трубы выбираются, как известно, так, чтобы распространялась только основная волна H_{10} и не распространялась первая из волн типа H высшего порядка. Эти условия выполняются в случае, когда широкая стенка волноводной трубы составляет по крайней мере половину длины волны, распространяющейся по линии передачи, а соотношение размеров широкой и узкой стенок обычно выбирают примерно равным 2. Из кривых рис. 2.4, отражающих расчетную зависимость потерь волны типа H_{10} в прямоугольном волноводе, нетрудно видеть, что затухание в области частот больше критической уменьшается с ростом сечения трубы. Подобная закономерность объясняется следующим. Уровень потерь в стенках волновода можно в первом приближении считать величиной, примерно пропорциональной периметру внутреннего сечения волноводной трубы, а мощность, передаваемую по волноводному тракту,— пропорциональной площади сечения. Поэтому коэффициент затухания можно считать пропорциональным отношению периметра к площади сечения и уменьшающимся с увеличением размеров волноводной трубы.

Естественно, что за счет снижения потерь температура шума линии передачи на трубах большого сечения будет меньше температуры шума волноводного тракта той же протяженности, но выполненного на трубах меньшего сечения. Рис. 2.5 иллюстрирует зависимость

температуры шума собственного теплового излучения круглого волновода длиной 1 *м* от его диаметра $d_в$ на частоте 4,5 *Гец* (волна H_{11}) [45].

В случае применения в фидерном тракте волноводных труб увеличенного сечения потери энергии волны основного типа заметно убывают, но при этом растет

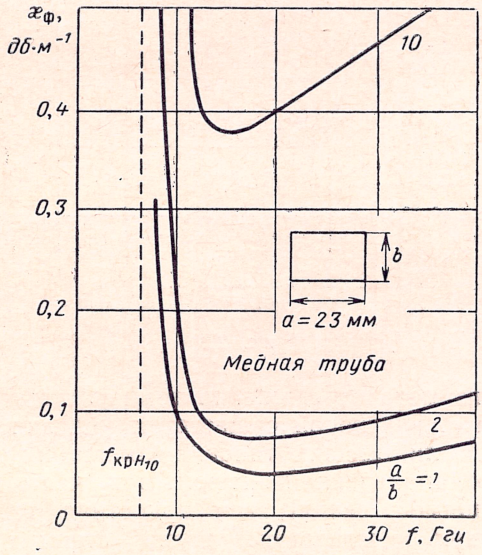


Рис. 2.4

рассеяние энергии волн высших типов, формирующихся за счет существования неоднородностей в линии передачи.

Волны высших типов помимо увеличения потерь, сопровождаемого ростом температуры шума на выходе фидера, могут вызвать искажение сигнала, передаваемого на основной волне. Для уменьшения искажения сигнала в волноводный тракт рекомендуется вводить фильтры, поглощающие волны нежелательных типов. Температура шума на выходе линии передачи, в которой находят применение подобные фильтры, существенно зависит от термодинамической температуры нагрузки, на которой выделяется энергия отфильтрованных волн высших типов. Нетрудно видеть, что если сниже-

ние температуры шума на выходе линии передачи за счет охлаждения всего волноводного тракта встречает на практике значительные технические трудности, то решение проблемы охлаждения элементов фильтра, в которых происходит поглощение высших типов волн, вполне реально.

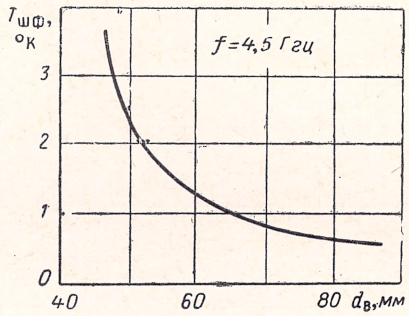


Рис. 2.5

Одним из методов снижения температуры шума линии передачи, в которой существуют условия для формирования волн высших типов, является их излучение с помощью направленной антенны в ту часть небесного свода (например, зенит), где яркостная температура много меньше температуры шума, отфильтрованного фильтром высших типов волн [19].

Применение волноводных труб увеличенного сечения позволяет заметно снизить уровень потерь электромагнитной энергии и температуры шума в том случае, если при конструировании тракта уделялось должное внимание отработке элементов, в которых могут возникнуть волны высших типов. Как уже отмечалось, волноводный тракт на трубах увеличенного сечения является многоволновым и любая сколь угодно малая неоднородность может служить источником связи основной волны с волнами высших типов. Охлаждаемые фильтры, хотя и позволяют снизить температуру шума на выходе подобного тракта, однако не исключают снижения уровня полезного сигнала.

Опыт работы по созданию линии передач с малым уровнем шума показывает, что волноводы увеличенного сечения в сочетании со специально отработанными из-

гибами и охлаждаемыми фильтрами волн высших типов позволяют заметно уменьшить температуру собственного шума фидерного тракта. В работе [19] показано, что линия передачи протяженностью 30 *м* на волноводах сечением 45 *мм*×20 *мм*, содержащая 14 стыков, образованных включением в тракт плавных пирамидальных переходников, изгибов 90° в плоскости *H* и изгибов 130° в плоскости *E*, а также фильтров с рефлекторами, имела уровень потерь 1 *дб* и шумовую температуру 33° К. Эта линия передачи имеет в 6 раз лучшие параметры, чем аналогичный тракт, выполненный на стандартных волноводных трубах сечением 23 *мм*×10 *мм*.

2.3. Температура шума несогласованной линии передачи

Волновые сопротивления отдельных элементов реальной линии передачи, как правило, различаются между собой и не равны волновому сопротивлению фидера. Из-за неоднородностей в линии передачи происходит

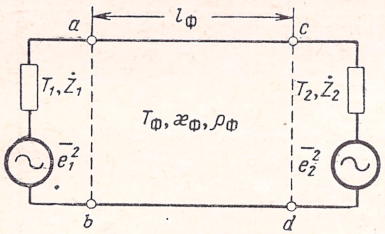


Рис. 2.6

частичное отражение потока электромагнитной энергии, распространяющейся по фидерному тракту, и образование в нем стоячих волн. Отражение электромагнитной энергии от неоднородностей сопровождается снижением коэффициента полезного действия и увеличением температуры шума теплового радиоизлучения линии передачи.

Оценим температуру шума линии передачи, нагруженной на несогласованные оконечные нагрузки, коэффициенты отражения которых равны $\dot{p}_1$ и $\dot{p}_2$ (рис. 2.6) и описываются выражением

$$\dot{p}_i = p_i e^{-j\Phi_i} \text{ при } i = 1, 2,$$

где

$$p_i = \frac{\sqrt{(1 - Z_i^2) + 4Z_i^2 \sin \varphi_i}}{1 + Z_i^2 + 2Z_i \cos \varphi_i},$$

$$\psi_i = \operatorname{arctg} \frac{2Z_i \sin \varphi_i}{1 - Z_i}.$$

Здесь $\dot{Z}_i$ — сопротивление нагрузки $\dot{Z}'_i$, приведенное к волновому сопротивлению линии ρ_Φ, т. е.

$$\dot{Z}_i = \frac{\dot{Z}'_i}{\rho_\Phi} = R_i + jX_i = Z_i e^{-j\varphi_i}.$$

Модуль коэффициента отражения (по полю) связан с коэффициентом стоячей волны $K_{св}$ выражением

$$p_i = \frac{K_{св} - 1}{K_{св} + 1}. \qquad (2.8)$$

Температуру шума на выходе фидерного тракта с несогласованными нешумящими ($T_1 = T_2 = 0°$ К) оконечными нагрузками можно представить в виде суперпозиции температуры шумовых потоков, образованных многократными отражениями от неоднородностей на концах линии передачи. При многократных отражениях потока теплового излучения фидера, распространяющегося в направлении от нагрузки *1* к нагрузке *2*, составляющая $T_{ш\Phi 12}$ суммарной температуры шума на выходе линии имеет следующие слагаемые:

$$\left.\begin{aligned} &T_\Phi (1 - e^{-2\varkappa_\Phi l_\Phi})\ (1 - p_2^2), \\ &T_\Phi (1 - e^{-2\varkappa_\Phi l_\Phi})(1 - p_2^2)\ p_1^2\ p_2^2\ e^{-4\varkappa_\Phi l_\Phi}, \\ &T_\Phi (1 - e^{-2\varkappa_\Phi l_\Phi})(1 - p_2^2)\ p_1^4\ p_2^2\ e^{-8\varkappa_\Phi l_\Phi}, \\ &\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \end{aligned}\right\} \qquad (2.9)$$

Суммируя члены ряда (2.9), можно записать

$$T_{ш\Phi 12} = T_\Phi (1 - e^{-2\varkappa_\Phi l_\Phi})(1 - p_2^2) \times$$

$$\times \sum_{n=0}^{\infty} (p_1 p_2 e^{-2\varkappa_\Phi l_\Phi})^{2n} = \frac{T_\Phi (1 - e^{-2\varkappa_\Phi l_\Phi})(1 - p_2^2)}{1 - p_1^2 p_2^2 e^{-4\varkappa_\Phi l_\Phi}}. \qquad (2.10)$$

При оценке суммарной температуры шума на выходе несогласованной линии передачи помимо составляющей $T_{\text{ш}\phi 12}$ необходимо учитывать составляющую $T_{\text{ш}\phi 21}$, возникающую в результате многократных отражений от неоднородностей тракта потока его собственного теплового радиоизлучения, распространяющегося в направлении от нагрузки *2* к нагрузке *1*. Составляющие этого потока равны:

$$\left.\begin{aligned} &T_{\phi}(1-e^{-2\varkappa_{\phi} l_{\phi}})(1-p_2^2)\,p_1^2\,e^{-2\varkappa_{\phi} l_{\phi}},\\ &T_{\phi}(1-e^{-2\varkappa_{\phi} l_{\phi}})(1-p_2^2)\,p_1^4\,p_2^2\,e^{-6\varkappa_{\phi} l_{\phi}},\\ &T_{\phi}(1-e^{-2\varkappa_{\phi} l_{\phi}})(1-p_2^2)\,p_1^6\,p_2^4\,e^{-10\varkappa_{\phi} l_{\phi}},\\ &\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \end{aligned}\right\} \qquad (2.11)$$

После суммирования (2.11) имеем

$$T_{\text{ш}\phi 21} = T_{\phi}(1-e^{-2\varkappa_{\phi} l_{\phi}}) \times$$

$$\times (1-p_2^2)\,p_1^2\,e^{-2\varkappa_{\phi} l_{\phi}} \sum_{n=0}^{\infty} (p_1 p_2 e^{-2\varkappa_{\phi} l_{\phi}})^{2n} =$$

$$= \frac{T_{\phi}(1-e^{-2\varkappa_{\phi} l_{\phi}})(1-p_2^2)\,p_1^2\,e^{-2\varkappa_{\phi} l_{\phi}}}{1-p_1^2 p_2^2\,e^{-4\varkappa_{\phi} l_{\phi}}}. \qquad (2.12)$$

Результирующая температура шума на выходе линий передачи с неоднородностями равна

$$T_{\text{ш}\phi} = T_{\text{ш}\phi 12} + T_{\text{ш}\phi 21} =$$

$$= \frac{T_{\phi}(1-e^{-2\varkappa_{\phi} l_{\phi}})(1-p_2^2)(1+p_1^2 e^{-2\varkappa_{\phi} l_{\phi}})}{1-p_1^2 p_2^2 e^{-4\varkappa_{\phi} l_{\phi}}}. \qquad (2.13)$$

Из (2.13) следует, что температура шума линии передачи в месте включения нагрузки *2* (в точках *c*, *d* на рис. 2.6) определяется равенством

$$T_{\text{ш}\phi} = \frac{T_{\phi}(1-e^{-2\varkappa_{\phi} l_{\phi}})(1+p_1^2 e^{-2\varkappa_{\phi} l_{\phi}})}{1-p_1^2 p_2^2 e^{-4\varkappa_{\phi} l_{\phi}}}.$$

При $p_1=p_2=1$ температура шума $T_ш$ оказывается величиной, не зависящей от величины коэффициента затухания и равной термодинамической температуре фидера. Если распространить рассмотренный пример на волноводную линию передачи, то случай $p_1=p_2=1$ соответствует замкнутому объему — аналогу абсолютно черного тела. Температура шума теплового излучения абсолютно черного тела, как известно, равна термодинамической температуре его стенок.

Из формулы (2.13) также следует, что температура шума на выходе тракта с неоднородностями при $T_ф=$ $=\text{const}$ растет с увеличением коэффициента затухания $\varkappa_ф$, коэффициентов отражения p_1 и p_2 и протяженности участка фидера между неоднородностями, вызывающими появление отраженных волн.

Аналогичным образом можно показать, что коэффициент полезного действия (коэффициент передачи) несогласованной линии передачи равен

$$\eta_ф=\frac{(1-p_1^2)(1-p_2^2)\,e^{-2\varkappa_ф l_ф}}{1-p_1^2p_2^2e^{-4\varkappa_ф l_ф}}.$$

При $p_1=p_2=p$ получается выражение

$$\eta_ф=\frac{(1-p^2)^2\,e^{-2\varkappa_ф l_ф}}{1-p^4e^{-4\varkappa_ф l_ф}}, \qquad (2.14)$$

часто встречающееся в литературе. При $p=0$ оно приводится к виду

$$\eta_ф=\exp(-2\varkappa_ф l_ф).$$

В СВЧ трактах приемных устройств широкое применение находят согласующие устройства, обеспечивающие на входе и выходе фидерной линии минимальные значения коэффициента отражения. С точки зрения согласования практически безразлично, в каком месте фидера установлен согласующий элемент. Однако, как следует из (2.13), (2.14), для повышения коэффициента передачи тракта и снижения температуры шума на выходе фидера необходимо добиваться приближения согласующего элемента к неоднородности тракта, вызвавшей появление отраженной волны.

Как уже указывалось, процесс передачи энергии в линии передачи с неоднородностями может быть представлен в виде падающей и отраженной волн. Вследствие этого при канализации монохроматического сигнала напряженность поля в линии передачи без потерь, имеющей неоднородность, записывают в виде суммы:

$$\dot{E}_{\Sigma} = E_{\text{пад}} \sin(\omega t - \beta l) + \boldsymbol{p} E_{\text{пад}} \sin(\omega t - \beta l - \psi),$$

в которой $E_{\text{пад}}$ — амплитуда падающей волны; $\beta = \frac{2\pi}{\lambda_{\Phi}} = \frac{2\pi f}{v_{\Phi}}$ — коэффициент фазы линии передачи; λ_{Φ} — длина волны, распространяющейся в линии передачи; v_{Φ} — скорость распространения электромагнитной энергии в фидерном тракте.

Модуль амплитуды напряженности поля стоячей волны, сформировавшейся в результате сложения прямой и отраженной волн, в рассматриваемом случае определится равенством

$$E_{\Sigma} = E_{\text{пад}} \sqrt{1 + \boldsymbol{p}^2 + 2\boldsymbol{p}\cos\theta}, \qquad (2.15)$$

где

$$\theta = \frac{4\pi l}{\lambda_{\Phi}} - \psi = \frac{4\pi l f}{v_{\Phi}} - \psi.$$

Из (2.15) следует, что:

— распределение напряженности поля вдоль линии передачи при $\lambda_{\Phi} = \text{const}$ имеет вид волнообразной кривой; при этом расстояние между соседними максимумом и минимумом равно $\lambda_{\Phi}/4$, а положение стоячей волны относительно неоднородности определяется фазой ψ коэффициента отражения;

— распределение напряженности поля в полосе пропускания фидерного тракта при $\lambda_{\Phi} = \text{var}$ является осциллирующей функцией длины волны (частоты) и расстояния от неоднородности до точки сложения.

Подобный закон изменения E_{Σ} в линии передачи с неоднородностью объясняется зависимостью аргумента косинуса в равенстве (2.15) от длины волны и удаления рассматриваемой точки сложения прямой и от-

раженной волн от неоднородности. Нетрудно видеть, что при $\psi = \text{const}$ скорость приращения фазы суммарного сигнала $d\Theta/d\lambda_\Phi = -4\pi l/\lambda^2_\Phi$ оказывается тем больше, чем короче длина волны и чем больше расстояние от неоднородности, вызвавшей появление отраженной волны, до точки сложения.

Поскольку фаза коэффициента отражения $\dot{p}$ также зависит от частоты, закон изменения E_Σ в полосе пропускания линии передачи в общем случае является сложной функцией частоты.

Приведенный анализ позволяет утверждать, что спектральная плотность мощности шумов как собственного радиоизлучения тракта, так и передаваемых по тракту шумов с равномерным спектром в полосе пропускания фидера, содержащего неоднородности, не будет постоянной. На это впервые указал В. С. Троицкий [18].

Исследования, выполненные в [4, 20], показывают, что в общем случае спектральная плотность среднего квадрата напряжения шумов в точках c, d линии передачи, схема которой приведена на рис. 2.6, имеет три составляющие:

$$\left.\begin{aligned} \bar{e}_1^2 &= kT_1\rho_\Phi e^{-2\varkappa_\Phi l_\Phi} A_1, \\ \bar{e}_2^2 &= kT_2\rho_\Phi A_2, \\ \bar{e}_\Phi^2 &= kT_\Phi\rho_\Phi (1 - e^{-2\varkappa_\Phi l_\Phi}) A_3. \end{aligned}\right\} \qquad (2.16)$$

Первая и вторая составляющие характеризуют соответственно излучение нагрузок на входе и выходе линии, третья — собственное излучение тракта. Множители A_1, A_2 и A_3 при $\dot{Z}_1$ и $\dot{Z}_2$, не равных волновому сопротивлению линии, имеют следующий вид:

$$A_1 = \frac{(1 - p_1^2)(1 + p_2^2 - 2p_2\cos\psi_2) e^{-2\varkappa_\Phi l_\Phi}}{1 + p_1^2 p_2^2 e^{-4\varkappa_\Phi l_\Phi} - 2p_1 p_2 e^{-2\varkappa_\Phi l_\Phi} \cos\left(\frac{4\pi f l_\Phi}{v_\Phi} + \psi_1 + \psi_2\right)},$$

$$A_2 = \frac{(1 - p_2^2)[1 + p_1^2 e^{-4\varkappa_\Phi l_\Phi} - 2p_1 e^{-2\varkappa_\Phi l_\Phi} \cos(2\beta l + \psi_1)]}{1 + p_1^2 p_2^2 e^{-4\varkappa_\Phi l_\Phi} - 2p_1 p_2 e^{-2\varkappa_\Phi l_\Phi} \cos\left(\frac{4\pi f l_\Phi}{v_\Phi} + \psi_1 + \psi_2\right)},$$

$$A_3 = \frac{(1 + p_1^2 e^{-2\varkappa_\Phi l_\Phi})(1 + p_2^2 - 2p_2 \cos \psi_2)}{1 + p_1^2 p_2^2 e^{-4\varkappa_\Phi l_\Phi} - 2p_1 p_2 e^{-2\varkappa_\Phi l_\Phi} \cos\left(\frac{4\pi f l_\Phi}{v_\Phi} + \psi_1 + \psi_2\right)}.$$

Поскольку множители A_1, A_2 и A_3 при p_1 и p_2, отличных от нуля, являются осциллирующими функциями частоты, спектральная плотность среднего квадрата напряжения шума, а следовательно, и спектральная плотность мощности шума на выходе линии не будут постоянными величинами.

Рассмотрим частный случай, когда $T_{ш\Phi}$ и $T_1 \ll T_2$. Примерно такое соотношение температур наблюдается в антенно-фидерном тракте станции СВЧ диапазона, антенна которой направлена в верхнюю полусферу, а на входе приемного устройства установлена лампа бегущей волны, кристаллический смеситель или резонаторный молекулярный усилитель. Как известно (см. например, [6]), температура шума, просачивающегося во входные цепи лампы бегущей волны, может достигать 400—1 000° К, температура T_2 смесителя, как правило, намного превышает 1 000° К. Температура шума на входе антенно-фидерного тракта в случае применения резонаторного мазера равна температуре окружающей циркулятор среды. Используя выражение (2.16), можно показать, что при $T_2 > T_1$, $T_2 > T_{ш\Phi}$ и $p_1 \neq 0$ спектральная плотность мощности шума в точках c, d линии передачи будет равна

$$G_{f2} = kT_{f_2} = kT_2 [1 + p_1^2 e^{-4\varkappa_\Phi l_\Phi} - \\ - 2p_1 e^{-2\varkappa_\Phi l_\Phi} \cos(2\beta l_\Phi + \psi_1)]. \qquad (2.17)$$

Из (2.17) следует, что G_{f2} может быть выражена через спектральную температуру T_{f2}, отражающую закон изменения шумовой температуры от частоты в рассматриваемой точке линии под воздействием интерференционных явлений.

Положим вначале, что p_1 в полосе пропускания фидерного тракта не зависит от частоты. Как следует из (2.17), спектральная температура шума в подобном случае изменяется в зависимости от частоты по синусоидальному закону. Поскольку спектральная температура шума на выходе линии передачи с несогласованной

нагрузкой на входе является периодической функцией частоты, для определения температуры шума на входе приемного устройства проинтегрируем T_{f2} в полосе пропускания приемника

$$\Delta f = f_{\text{макс}} - f_{\text{мин}} = \left(f_0 + \frac{\Delta f}{2}\right) - \left(f_0 - \frac{\Delta f}{2}\right),$$

тогда

$$T_{2\Sigma} = \frac{1}{\Delta f} \int_{f_0 - \frac{\Delta f}{2}}^{f_0 + \frac{\Delta f}{2}} T_{f2} df. \qquad (2.18)$$

Рассмотрим два крайних случая.

1) Полоса пропускания приемника намного меньше периода осцилляции спектральной температуры шума на выходе линии передачи, т. е.

$$\Delta f \ll \frac{v_\Phi}{2l_\Phi}. \qquad (2.19)$$

При выполнении условия (2.19) спектральную температуру шума в пределах полосы пропускания Δf можно

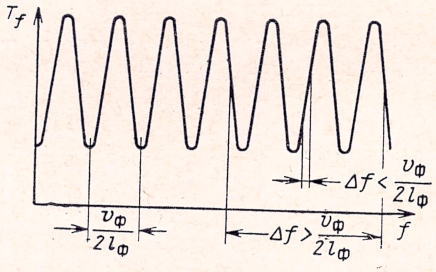


Рис. 2.7

считать величиной постоянной (рис. 2.7). При этом температура на выходе линии за счет отражения шумов приемного устройства оказывается равной

$$T_{f2} = T_2 [1 + p_1^2 e^{-4\varkappa_\Phi l_\Phi} -$$

$$- 2p_1 e^{-2\varkappa_\Phi l_\Phi} \cos(2\beta l_\Phi + \psi_1)]. \qquad (2.20)$$

2) Полоса пропускания приемника больше периода осцилляции спектральной температуры шума.

В подобном случае T_{f2} испытывает значительные изменения в полосе пропускания приемника (рис. 2.7), и для оценки уровня $T_{2\Sigma}$ необходимо вычислить интеграл (2.18). Интегрируя (2.18), получаем

$$T_{2\Sigma} = T_2 \left[1 + p_1^2 e^{-4\chi_\Phi l_\Phi} - \frac{p_1 e^{-2\chi_\Phi l_\Phi} \sin \frac{2\pi l_\Phi \Delta f}{v_\Phi}}{\frac{2\pi l_\Phi \Delta f}{v_\Phi}} \times \right.$$

$$\left. \times \cos\left(\frac{4\pi l_\Phi f}{v_\Phi} + \varphi_1 \right) \right].$$

Из полученного выражения следует, что с расширением полосы пропускания приемного устройства интерференционные изменения температуры шума на его входе будут оказывать все меньшее воздействие на приведенную ко входу суммарную температуру шума. Подобное уменьшение наблюдается также при увеличении длины линии передачи. Снижение воздействия интерференционных явлений в последнем случае происходит как за счет затухания амплитуды отраженной волны, так и вследствие увеличения числа периодов осцилляций, укладывающихся в полосе пропускания приемного устройства.

В общем случае p_1 также является функцией частоты. Вследствие зависимости модуля и фазы коэффициента отражения от частоты амплитуда и период осцилляции T_{f2} изменяются в полосе пропускания линии передачи. Чтобы уменьшить потери за счет отражений, в антенно-фидерном тракте добиваются получения $K_{св}$, близкого к единице. Из выражений (2.8) и (2.17) следует, что при $K_{св} = 1{,}5$ максимальное приращение температуры шума на входе приемного устройства за счет просочившихся и затем отраженных от неоднородностей шумов входного устройства достигает 4%, т. е. составляет пренебрежимо малую величину. Это справедливо в случае применения в качестве входных каскадов параметрических усилителей, усилителей на лампах бегущей волны и других более шумящих СВЧ усилителей.

Несколько иначе обстоит дело при использовании во входных цепях устройств резонаторных молекуляр-

ных усилителей. У резонаторного мазера, являющегося двухполюсником, усиленный сигнал передается по той же линии, по которой поступает входной усиливаемый сигнал. Разделение входного и выходного сигналов в резонаторных мазерах осуществляют с помощью циркуляторов. В соответствии с принципом работы цирку-

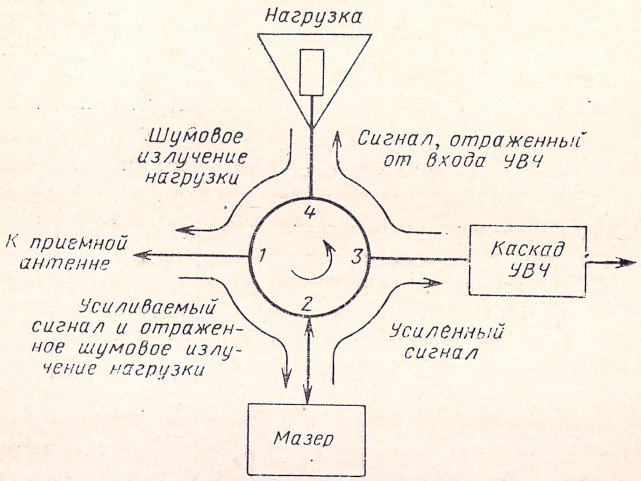


Рис. 2.8

лятора тепловое излучение нагрузки из плеча *4* (рис. 2.8) передается в плечо *1*, откуда отраженные шумы вместе с усиливаемым сигналом поступают в мазер. Нетрудно видеть, что при температуре нагрузки в плече *4*, равной 300° К и $K_{св}=1{,}5$ прирост шумовой температуры мазера оказывается равным 12°, т. е. составляет величину, намного превышающую температуру собственных шумов молекулярного усилителя. Таким образом, $K_{св}=1{,}5$ в антенно-фидерном тракте на входе резонаторного молекулярного усилителя не может быть допустим.

Увеличение температуры шума при наличии неоднородностей в линии передачи, подключенной к входу приемного устройства, иногда используют для оценки температуры собственного шума молекулярных усилителей с бегущей волной. У мазеров с бегущей волной, являющихся невзаимными устройствами, температура шума, поступающего из молекулярного усилителя во

входные цепи, практически равна температуре жидкого гелия. Поэтому закорачивание входа усилителя вызывает приращение шумовой температуры, примерно равное температуре жидкого гелия.

Отраженная от неоднородностей линии передачи составляющая шума, проникающая во входные цепи из первого каскада радиометрического устройства, обусловливает появление ошибки измерения температуры шума. Подобная интерференционная ошибка наблюдается не только в компенсационных, но и модуляционных, а также корреляционных радиометрических станциях. Снижение величины интерференционной ошибки измерения может быть получено с помощью ферритовых вентилей, применение которых, однако, не может полностью исключить эту ошибку измерения, так как температура шума, просачивающегося в антенно-фидерный тракт, в подобном случае снижается не до 0° К, а до значения термодинамической температуры окружающей среды.

2.4. Температура шума собственного излучения антенны

Произведем оценку температуры шума собственного теплового радиоизлучения металлического зеркала параболической антенны.

Как будет показано в пятой главе [выражение (5.18)], яркостная температура радиоизлучения объектов является функцией термодинамической температуры излучающей среды T_2 и модуля коэффициента отражения электромагнитной энергии R_{21} от границы раздела излучающая среда — воздух, т. е.

$$T_{я21} = T_2 (1 - R_{21}^2). \tag{2.21}$$

Коэффициент отражения $\dot{R}_{21}$ зависит от соотношения комплексных диэлектрических проницаемостей сред и в направлении нормали к границе раздела может быть записан как

$$\dot{R}_{21} = \frac{\sqrt{\dot{\varepsilon}_2} - 1}{\sqrt{\dot{\varepsilon}_2} + 1}, \tag{2.22}$$

где $\dot{\varepsilon}_2 = \varepsilon'_2 + j\frac{2\sigma_2}{f}$ — комплексная диэлектрическая проницаемость излучающей среды; ε'_2 и σ_2 — соответственно относительная диэлектрическая проницаемость и удельная проводимость излучающей среды.

Обозначим $\sqrt{\dot{\varepsilon}_2} = a + jb$. Произведя несложные математические преобразования, можно записать

$$a = \left[0{,}5\varepsilon'_2 + 0{,}5\varepsilon'_2\sqrt{1+\left(\frac{2\sigma_2}{\varepsilon'_2 f}\right)}\right]^{1/2},$$

$$= \left[-0{,}5\varepsilon'_2 + 0{,}5\varepsilon'_2\sqrt{-1+\left(\frac{2\sigma_2}{\varepsilon'_2 f}\right)}\right]^{1/2}.$$

Как известно, для металлов $\frac{2\sigma_2}{\varepsilon'_2 f} \gg 1$, поэтому $a = b \simeq \sqrt{\frac{\sigma_2}{f}}$ и равенство (2.22) приводится к виду

$$\dot{R}_{21} = \frac{1-\sqrt{\frac{\sigma_2}{f}} - j\sqrt{\frac{\sigma_2}{f}}}{1+\sqrt{\frac{\sigma_2}{f}} + j\sqrt{\frac{\sigma_2}{f}}}. \qquad (2.23)$$

Из (2.23) нетрудно найти следующее выражение:

$$1 - R_{21}^2 = \frac{4\sqrt{\frac{\sigma_2}{f}}}{1+2\sqrt{\frac{\sigma_2}{f}}+\frac{2\sigma_2}{f}}.$$

Учитывая порядок малости членов в знаменателе полученного отношения, можно записать

$$1 - R_{21}^2 \simeq 2\sqrt{\frac{f}{\sigma_2}} = 2{,}2\cdot 10^{-2}\sqrt{\frac{r_0 T_2}{\lambda}}. \qquad (2.24)$$

Здесь r_0 — удельное сопротивление металла при 0° С; λ — длина волны.

Следует заметить, что выражение (2.24), позволяющее оценить излучательные свойства металлической поверхности в диапазоне радиочастот, с точностью до коэффициента совпадает с выражением для спектрального коэффициента излучения металлов в видимой ча-

Таблица 2.6

λ, *см*	30	3	0,8
$T_{ш\ ант}$, °К	0,04	0,12	0,23

сти спектра. Яркостная температура теплового радиоизлучения металлической поверхности зеркала на основании формул (2.21) и (2.24) определяется равенством

$$T_{ш\ ант} = 2{,}2 \cdot 10^{-2} \left(\frac{T_2^3 \rho_0}{\lambda} \right)^{1/2}. \qquad (2.25)$$

В табл. 2.6 приведены расчетные значения температуры шума собственного радиоизлучения зеркала антенны из алюминия ($\rho_0 = 2{,}9 \cdot 10^{-6}$ *ом·см*), полученные с помощью выражения (2.25) при $T_2 = 300°$ К.

Строгая теория собственного теплового радиоизлучения зеркальной антенны приведена в [4]. В цитируемой работе приводятся также результаты расчетов температуры шума параболической антенны со стальным зеркалом и полуволнового вибратора (при $T_2 = 300°$ К), выполненного из стали (табл. 2.7).

Таблица 2.7

λ, *см*	20	10	3	1
$T_{ш\ вибр}$, °К	0,3	0,6	0,9	1,2

Данные табл. 2.6, 2.7, как и опыт эксплуатации антенн СВЧ диапазона, показывают, что их собственное тепловое радиоизлучение дает пренебрежимо малый вклад в суммарную температуру шума приемного устройства.

Глава 3

КОСМИЧЕСКОЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ

Космическое радиоизлучение представляет собой совокупность галактического излучения и излучения, поступающего из-за пределов Галактики. Последнее носит название метагалактического фона и состоит из совокупности излучений внешних галактик.

Радиоизлучение галактического происхождения складывается из общего, слабо зависящего от направления, излучения и излучения дискретных источников. Непрерывно распределенное по небесному своду фоновое радиоизлучение Галактики имеет две качественно различные компоненты: тепловое радиоизлучение ионизированного межзвездного газа и излучение нетермического происхождения. Обе компоненты обладают непрерывным спектром в отличие от почти монохроматического излучения радиолинии водорода, наблюдаемого на длине волны 21 *см*.

На рис: 3.1 [12] приведена карта в меркарторской проекции, иллюстрирующая распределение интенсивности космического радиоизлучения на частоте 250 *Мгц*. На карте точки одинаковой интенсивности радиоизлучения соединены кривыми линиями — изофотами. При этом за единицу интенсивности принята величина 10^{-25} *вт* $\cdot$ *м*$^{-2}$ $\times$ $\times$ *гц*$^{-1}$ $\cdot$ *град*$^{-2}$. Снятие карты рис. 3.1 производилось с помощью антенны, диаграмма направленности которой на уровне 0,5 $p_{макс}$ имела 1° в горизонтальной плоскости (по прямому восхождению) и 8° в вертикальной плоскости (по склонению).

Из рассмотрения этой карты следует, что космическое радиоизлучение концентрируется к галактическому эква-

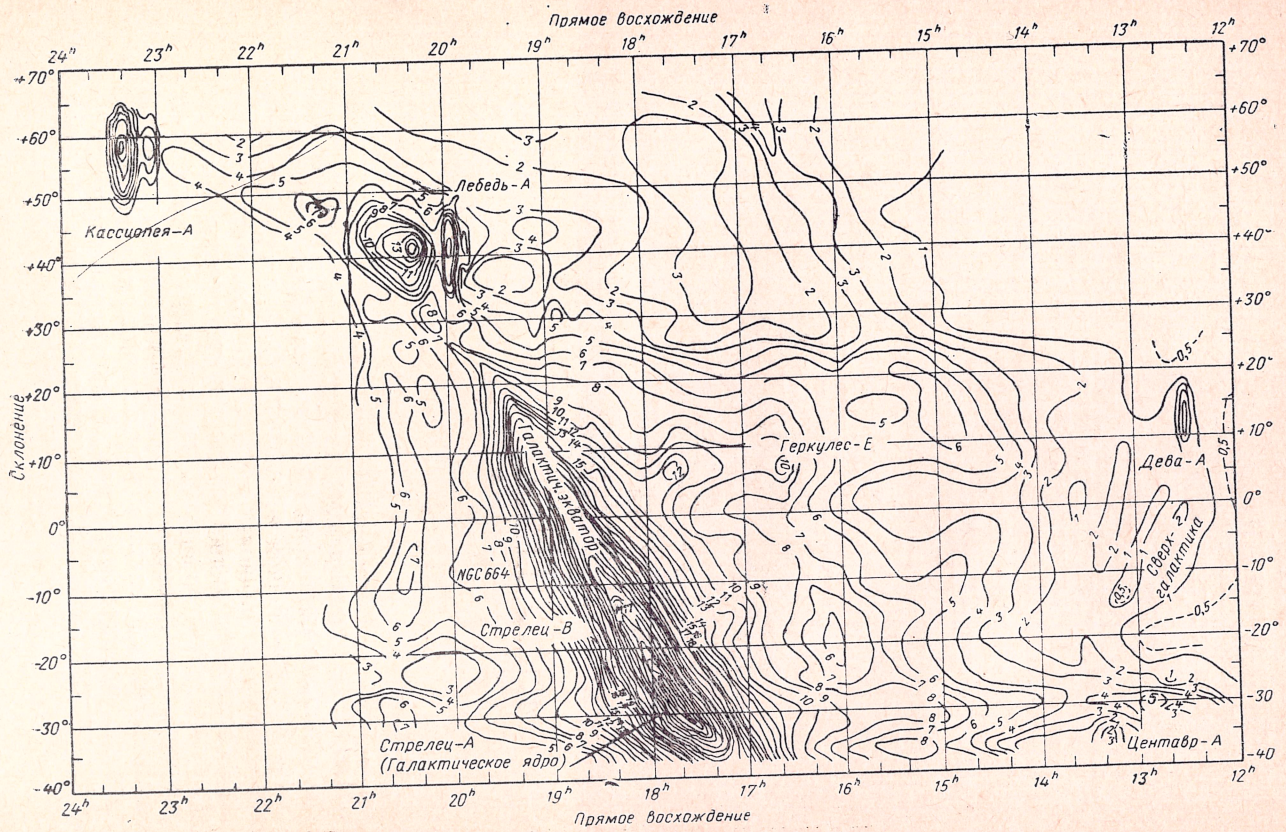

Прямое восхождение
Склонение
Кассиопея-А
Лебедь-А
Геркулес-Е
Дева-А
Галактич. экватор
NGC 664
Стрелец-В
Стрелец-А
(Галактическое ядро)
Сверх-
галактика
Центавр-А

Рис. 3.1

тору и возрастает при перемещении вдоль экватора к галактическому центру.

Многочисленные радиоастрономические измерения позволили составить карты распределения интенсивности

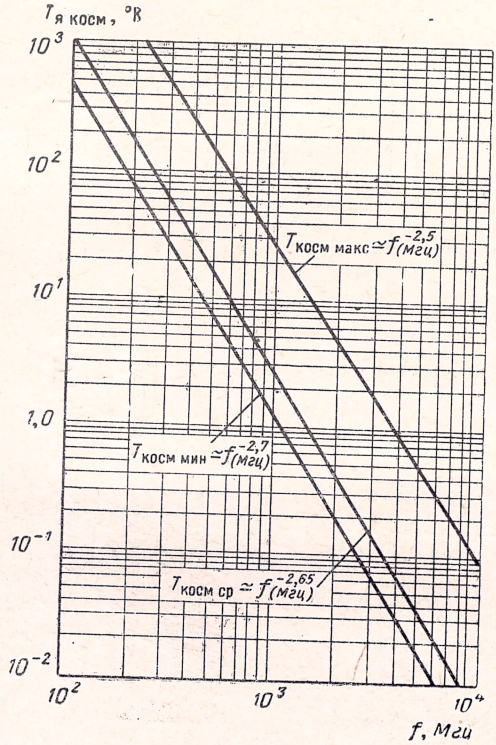


Рис. 3.2

космического радиоизлучения в широком диапазоне волн СВЧ диапазона. По результатам их обработки в ряде работ (например, [36]) приводятся графики, отражающие зависимость усредненной яркостной температуры фонового космического радиоизлучения от частоты (рис. 3.2). Из этих графиков видно, что яркостная температура фонового космического радиоизлучения убывает с ростом частоты. Помимо снижения яркостной температуры с увеличением частоты галактические источники оказываются более рассеянными. Уже на частоте 400 *Мгц* лишь 0,01 %

небосвода имеет яркостную температуру радиоизлучения, превышающую 300° К, 27% — температуру, превышающую 100° К, и 7% — превышающую 25° К.

Кроме космического радиоизлучения, регистрируемого в виде фона, нельзя не учитывать излучение дискретных

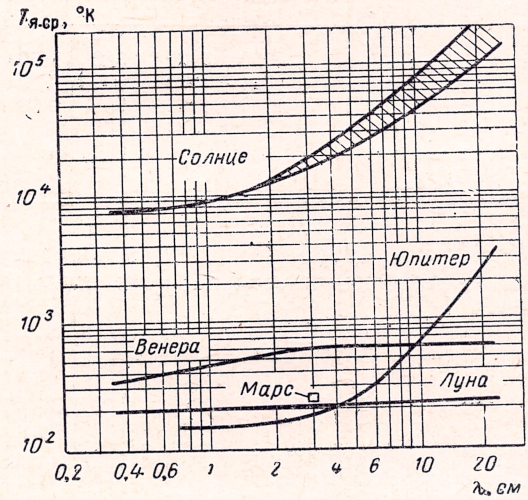


Рис. 3.3

источников. В СВЧ диапазоне среди дискретных источников радиоизлучения наиболее ярким является Солнце. Изменение яркостной температуры радиоизлучения Солнца, приведенной к среднему видимому телесному углу $\Omega_C = 6{,}8 \cdot 10^{-5}$ *стер* (0,22 *град*^{2}), в диапазоне длин волн 0,4—20 *см* отображают графики рис. 3.3. Верхняя кривая соответствует годам максимума солнечной деятельности, нижняя — годам минимума. На этом же рисунке приведены кривые, отображающие зависимость от длины волны усредненных по диску яркостных температур радиоизлучения Луны, Венеры и Юпитера.

Данные о средних угловых размерах и плотности потока остальных наиболее интенсивных дискретных источников, наблюдаемых в северном полушарии, приведены в табл. 3.1 [3]. Значения плотности потоков верны с точностью ± (10—15) %.

Таблица 3.1

Источник	Средний угловой размер на уровне 0,5 яркости, *угл. мин.*	Спектральная плотность потока, $P_f \cdot 10^{-26}$, *вт·м⁻² гц⁻¹*				
		$\lambda =$ =75 *см*	$\lambda =$ =30 *см*	$\lambda =$ =20 *см*	$\lambda =$ =10 *см*	λ=3 *см*
Кассиопея-А	4	6500	3400	2500	1450	500
Лебедь-А	1	4300	2200	1600	700	170
Телец-А	4	1300	1050	950	800	560
Дева-А	5	550	300	200	110	—
Туманность Омеги . .	6	160	500	650	650	500
Туманность Ориона	7	250	430	440	430	360

Яркостная температура радиоизлучения дискретных источников может быть вычислена с помощью формулы

$$T_я = \frac{P_f \lambda^2}{2k\Omega_и},$$

полученной после несложного преобразования выражения (1.7).

При оценке температуры шума на входе наземного приемного устройства, обеспечивающего связь или наблюдение за объектом, перемещающимся в верхней полусфере, следует учитывать, что в моменты времени, когда направление на цель совпадает с областью, лежащей вблизи центра Галактики, или с направлением на дискретный источник, температура шума за счет приема космического радиоизлучения принимает максимальное значение.

Время суток, а также длительность отрезка времени, когда температура шума, наведенного фоновым космическим излучением, достигает максимума, определяется характером движения цели по небесной сфере и практически не зависит от ширины главного лепестка диаграммы направленности. Это объясняется тем, что для реальных апертур приемных антенн телесный угол главного лепестка всегда намного меньше телесного угла участка небесного свода с повышенной яркостью излучения.

Несколько иначе обстоит дело в случае приема излучения Солнца, являющегося в СВЧ диапазоне наиболее интенсивным источником радиоизлучения. Период времени, в пределах которого радиоизлучение Солнца может

вызвать нарушение связи с объектом, перемещающимся в верхней полусфере, определяется не только минимальным соотношением сигнал/шум, ещё обеспечивающим срабатывание регистрирующих устройств, но и размерами телесного угла главного лепестка диаграммы направ-

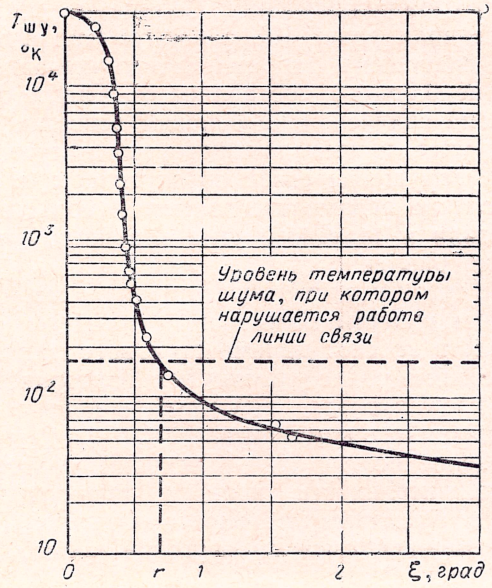


Рис. 3.4

ленности приемной антенны, а также уровнем ближайших к главному боковых лепестков.

Рассмотрим мешающее воздействие излучения Солнца на примере работы станции, расположенной в Райстинге (ФРГ) и обеспечивающей связь с искусственным спутником Земли (ИСЗ) Early Bird [34]. Прием сигналов (f_0 = =4,16 *Гец*) от спутника связи в станции Райстинг осуществляется с помощью 25-метровой параболической антенны. Полное нарушение связи со спутником происходит при повышении температуры шума на входе мазера до 150° К и более.

На рис. 3.4 изображен график, отражающий закон изменения температуры шума на входе приемного устройства в функции угла отклонения главного лепестка ξ диаграммы антенны от направления на центр солнечного

диска. График построен по результатам измерений, выполненных в ясный день октября при высоте Солнца $h_{\text{С}}=17°$. Из построения можно видеть, что в радиусе $r=0{,}7°$ вокруг Солнца связь с ИСЗ Early Bird полностью нарушается. Следует отметить, что радиус области эффективного радиоизлучения Солнца в сантиметровом диапазоне волн равен 16′, а радиус раскрыва главного лепестка диаграммы направленности указанной антенны (на уровне $0{,}5p_{\text{макс}}$) составляет 6′. Таким образом, за счет приема излучений на боковые лепестки диаграммы телесный угол, в пределах которого излучение Солнца вызывает нарушение связи со спутником, в рассматриваемом случае оказывается заметно больше телесного угла светила и телесного угла главного лепестка диаграммы направленности.

Время суток и длительность периода нарушения связи или возможности слежения за объектом с помощью радиосредств за счет приема шумового радиоизлучения Солнца помимо ранее упомянутых факторов будут зависеть от угловых скоростей Солнца и цели относительно станции наземного комплекса.

Обобщение результатов измерений показывает [34], что продолжительность полного прекращения связи станции в Райстинге с экваториальным ИСЗ Early Bird, перемещающимся по круговой орбите, составляет в течение года 30 *мин.*

При оценке температуры шума на входе приемных устройств наземных комплексов, обеспечивающих радиосвязь с межпланетными станциями, нужно учитывать следующую особенность. Как известно, солнечная система является относительно плоским образованием, так как планеты и другие небесные тела (астероиды, метеориты) движутся по компланарным орбитам. Вследствие этого межпланетные станции перемещаются в космическом пространстве в плоскостях, составляющих незначительный угол с плоскостью эклиптики*. Так, например, автоматическая межпланетная станция (АМС), запущенная в Советском Союзе по траектории к планете Венера, двигалась по орбите, имеющей наклонение к плоскости эклиптики 0,5° (рис. 3.5) [49]. Движение Луны вокруг Земли происходит практически в той же

* Эклиптика — большой круг небесной сферы, по которому происходит годичное движение Солнца.

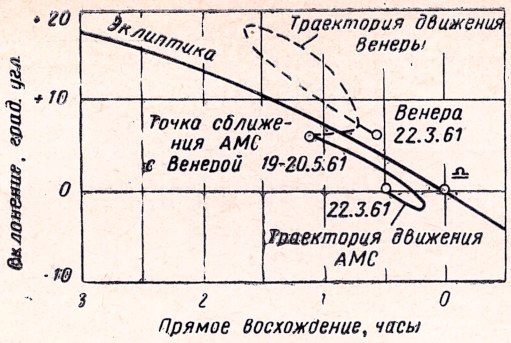


Рис. 3.5

плоскости, что и движение Земли вокруг Солнца, так как плоскость лунной орбиты образует с плоскостью эклиптики угол, равный примерно 5°. Таким образом, при движении межпланетной станции к Луне и планетам солнечной системы уровень шума за счет приема космического излучения будет определяться яркостной температурой той области Галактики, на которую проектируется эклиптика. Вследствие того, что межпланетные станции перемещаются в области, примыкающей к плоскости эклиптики, необходимо учитывать возможность воздействия шумового излучения Солнца.

Из рассмотрения радиоизофот ($f=378$ *Мгц*) на рис. 3.6 видно, что в точках пересечения эклиптики и галактического экватора, которые соответствуют звездным долготам* 90 и 270°, наблюдается довольно резкое повышение яркостной температуры. Подобное увеличение яркостной температуры космического радиоизлучения отмечается и на других частотах. На рис. 3.6 пунктирной линией показана траектория движения по небесной сфере космической ракеты «Пионер *V*» (США). Как видно из распределения изофот, область космического пространства, на которую проектируется траектория движения «Пионер *V*», имеет на рабочей частоте 378 *Мгц* максимальную яркостную температуру радиоизлучения около 50° К. Эта температура заметно больше температуры приведенного ко входу собственного шума молекулярного усилителя, охлаждаемого гелием.

* Звездная долгота в эклиптической системе координат отсчитывается на восток от точки весеннего равноденствия.

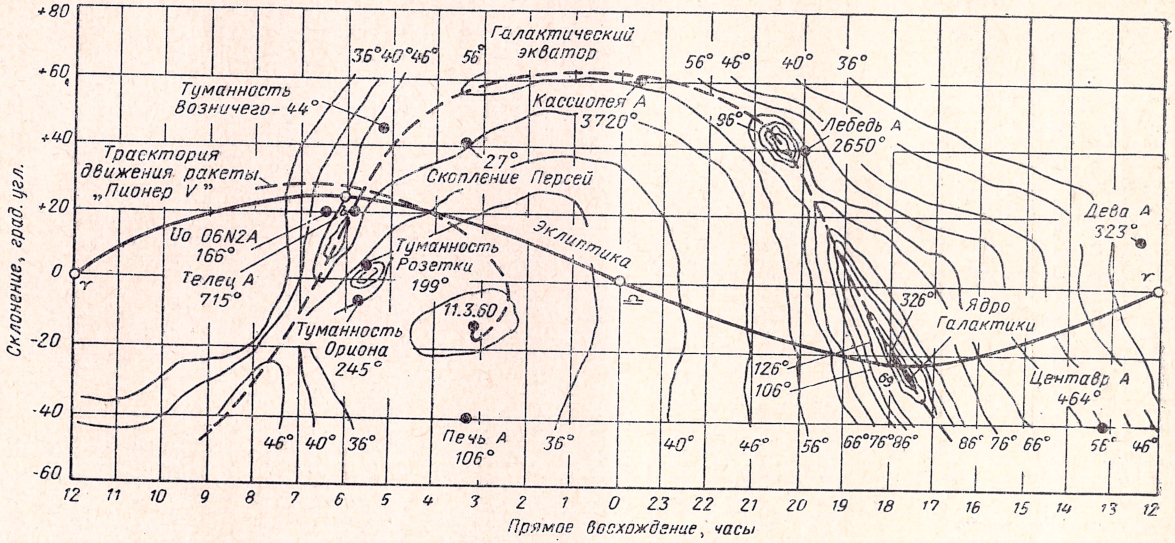

+80
+60
+40
+20
0
-20
-40
-60
Склонение, град. угл.
12 11 10 9 8 7 6 5 4 3 2 1 0 23 22 21 20 19 18 17 16 15 14 13 12
Прямое восхождение, часы
Галактический экватор
Туманность Возничего- 44°
Кассиопея А 3720°
Лебедь А 2650°
Траектория движения ракеты „Пионер V"
Скопление Персей
Эклиптика
Дева А 323°
Uo 06N2A 166°
Телец А 715°
Туманность Розетки 199°
11.3.60
Туманность Ориона 245°
Печь А 106°
Ядро Галактики
Центавр А 464°
36° 40° 46°
56° 46°
40° 36°
95°
27°
326°
126°
106°
46° 40° 36°
36°
40°
46°
56°
66° 76° 86°
86° 76° 66°
56° 46°

Рис. 3.6

Глава 4

ПОГЛОЩЕНИЕ И РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ АТМОСФЕРЫ ЗЕМЛИ

4.1. Поглощение и радиоизлучение атмосферы, свободной от гидрометеоров

Для диапазона частот выше 100 *Мгц* атмосфера Земли является полупрозрачной средой. Вследствие этого распространение радиоволн миллиметрового, сантиметрового и дециметрового диапазонов сопровождается ослаблением потока электромагнитной энергии и тепловым радиоизлучением в виде шумов. Шумовое радиоизлучение, зависящее от поглощения радиосигналов в кислороде, парах воды и гидрометеорах, не следует смешивать с «атмосфериками». Последний термин обычно используют для обозначения низкочастотных шумов, вызванных грозовыми разрядами.

Найдем зависимость яркостной температуры радиоизлучения поглощающей среды от электрических свойств последней. Для этого вначале рассмотрим, как изменяется интенсивность при распространении электромагнитного излучения в среде с потерями.

Пусть излучение, интенсивность которого $I_{вх}$, проходит перпендикулярно поверхности слоя вещества толщиной dl, характеризующегося коэффициентом поглощения $\varkappa$. При этом будем полагать, что отражение от поверхности раздела сред отсутствует. В результате прохождения излучения через слой dl его интенсивность уменьшится, причем на основании выражения (2.2) уменьшение интенсивности определится равенством

$$dI_{погл} = I_{вх} - I_{вых} = I_{вх}\,(1 - e^{-2\varkappa dl}).$$

При $\varkappa dl \ll 1$ приведенное выражение оказывается равным $dI_{погл} \simeq I_{вх} 2\varkappa dl$, откуда коэффициент поглощения слоя вещества толщиной dl

$$\alpha = dI_{погл}/I_{вх} = 2\varkappa dl.$$

Суммарное поглощение в слое l можно определить, интегрируя полученное выражение в пределах от 0 до l:

$$\ln I_{\text{погл}} = -\int_0^l 2\varkappa dl + C$$

или

$$I_{\text{погл}} = C \exp\left(-\int_0^l 2\varkappa dl\right).$$

Приняв $l = 0$, получим интенсивность $I_{\text{вх}}$, что позволит записать

$$I_{\text{погл}} = I_{\text{вх}} \exp\left(-\int_0^l 2\varkappa dl\right). \qquad (4.1)$$

Таким образом, интенсивность излучения вследствие поглощения уменьшается с расстоянием по экспоненциальному закону. Формула (4.1) носит наименование экспоненциального закона ослабления или закона Бугера. Показатель экспоненты

$$\tau = 2\int_0^l \varkappa dl \qquad (4.2)$$

называют оптической глубиной слоя.

Определим интенсивность излучения среды, характеризующейся коэффициентом поглощения α.

Закон Кирхгофа констатирует, что отношение излучательной способности тела к его поглощательной способности является величиной постоянной для всех тел и равно излучательной способности абсолютно черного тела, т. е. $I/\alpha = I_0$. В соответствии с законом Кирхгофа излучательная способность слоя dl определяется равенством $dI = \alpha I_0$, которое с учетом выражения для α следует записать в следующем виде:

$$dI = I_0 2\varkappa dl.$$

Излучение элементарного слоя dl, распространяясь в среде с потерями, испытывает поглощение. Поэтому интенсивность излучения, генерируемого слоем dl, после

прохождения слоя вещества толщиной l уменьшится согласно (4.1) до значения

$$dI = I_0 2\varkappa dl \exp\left(-\int_0^l 2\varkappa dl\right). \qquad (4.3)$$

Интенсивность теплового электромагнитного излучения поглощающей среды можно определить, интегрируя (4.3) в пределах от 0 до l, т. е.

$$I = \int_0^l I_0 2\varkappa dl \exp\left(-\int_0^l 2\varkappa dl\right).$$

Полученное уравнение с учетом (1.5) может быть записано в виде равенства

$$I = \frac{2k}{\lambda^2}\int_0^l T 2\varkappa dl \exp\left(-\int_0^l 2\varkappa dl\right),$$

позволяющего найти выражение для яркостной температуры теплового радиоизлучения среды с потерями:

$$T_я = \int_0^l T 2\varkappa dl \exp\left(-\int_0^l 2\varkappa dl\right). \qquad (4.4)$$

В приведенных равенствах T — термодинамическая температура поглощающей среды.

Поскольку $d\tau = 2\varkappa dl$, в (4.4) можно произвести замену переменных; тогда

$$T_я = \int_0^l T e^{-\tau} d\tau.$$

В том случае, если поглощающая среда изометрическая,

$$T_я = T(1 - e^{-\tau}). \qquad (4.5)$$

Из (4.5), как и из выражения (2.2), следует, что среда и фидерная линия излучают, как абсолютно черное тело, при $e^{-\tau} = \eta = 0$. Подобное явление может иметь место или в бесконечно протяженной среде (фидере) или в среде с конечной толщиной слоя (фидере конеч-

416—2

ной длины), но бесконечно большим коэффициентом затухания.

Таким образом, для наблюдателя, расположенного непосредственно в излучающей среде, яркостная темпе-

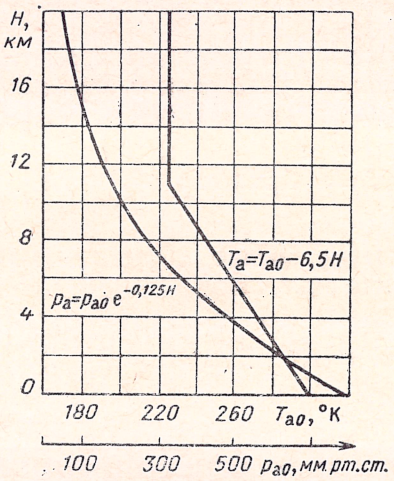


Рис. 4.1

ратура будет определяться законами распределения коэффициента затухания и термодинамической температуры вдоль направления наблюдения и может быть записана в следующем виде:

$$T_я = 2\int_0^\infty T(l)\,\varkappa(l,\ \lambda)\exp\left[-2\int_0^\infty \varkappa(l,\ \lambda)\,dl\right]dl. \qquad (4.6)$$

Сферически симметричная модель атмосферы Земли в пределах углов высоты 5—90° может быть представлена в виде плоского слоистого образования, физические характеристики которого зависят только от высоты H. Из анализа зависимости термодинамической температуры воздуха от высоты (рис. 4.1), полученной в результате усреднения данных наблюдений во многих пунктах умеренных широт, следует, что до высот $H<10$ *км* температура воздуха изменяется по закону (ГОСТ 4401—64)

$$T_a = (T_{a0} - 6{,}5\,H)\ [°K],$$

где T_{a0} — термодинамическая температура воздуха у поверхности Земли.

Приведенное выражение записывают также в виде следующей нелинейной зависимости:

$$T_a = T_{a0} e^{-0{,}023H}. \qquad (4.7)$$

При интегрировании (4.6) практически достаточно ограничиться высотой тропосферы, так как у верхней ее границы вследствие низкой плотности воздуха коэффициент затухания атмосферы $\varkappa_a \simeq 0$. Из рис. 4.1 также следует, что в пределах тропосферы термодинамическая температура атмосферы изменяется незначительно, поэтому при вычислении ее яркостной температуры зачастую пользуются средней температурой, определяемой равенством

$$T_{\text{ср}\,a} = \frac{\int\limits_0^\infty T_a(l)\,\varkappa_a(l,\ \lambda)\exp\left[-2\int\limits_0^l \varkappa_a(l,\ \lambda)\,dl\right]dl}{\int\limits_0^\infty \varkappa_a(l,\ \lambda)\exp\left[-2\int\limits_0^l \varkappa_a(l,\lambda)\,dl\right]dl}.$$

Средняя температура атмосферы — это температура изотермической среды, дающей радиоизлучение той же интенсивности, что и реальная атмосфера с распределением термодинамической температуры, подчиняющимся выражению (4.7).

Для углов высоты $h > 5°$ среднее значение термодинамической температуры атмосферы принимают равным [4] $T_{\text{ср}\,a} = (T_{a0} - 32)°\text{K}$. Поэтому для углов высоты 5—90° яркостная температура атмосферы Земли может быть определена следующим выражением:

$$T_{\text{яа}} = T_{\text{ср}\,a}(1 - e^{-2\gamma_a}), \qquad (4.8)$$

где

$$\gamma_a = \int\limits_0^\infty \varkappa_a(l,\ \lambda)\,dl.$$

Поглощение электромагнитной энергии в атмосфере Земли складывается из молекулярного поглощения в газах, образующих земную атмосферу, и поглощения в гидрометеорах.

Молекулярное поглощение объясняется взаимодействием электромагнитного поля с молекулами газов, обладающими дипольными моментами электрического и магнитного типов. Под воздействием поля дипольные молекулы начинают колебаться. Колебательным движениям препятствуют силы связи с окружающими молекулами. Работа, затрачиваемая электромагнитным полем на преодоление сил взаимодействия молекул с окружающей средой, определяет уровень так называемого нерезонансного поглощения в газах атмосферы. Теория нерезонансного молекулярного поглощения электромагнитного поля в классической форме разработана Дебаем.

Наряду с нерезонансным поглощением у полярных молекул наблюдается резонансное поглощение. В соответствии с квантовой теорией изменение энергетического уровня молекул вызывает излучение или поглощение электромагнитной энергии. При этом частота резонансного излучения или поглощения определяется изменением энергетического уровня молекулы и может быть вычислена с помощью выражения, выведенного Эйнштейном:

$$\omega = \frac{E_{\text{нач}} - E_{\text{кон}}}{\hbar}.$$

Здесь $\hbar = 6{,}6552 \cdot 10^{-34}$ *дж · сек* — постоянная Планка.

Переход молекулы из более высокого к низкому уровню сопровождается излучением электромагнитной энергии, обратный переход — ее поглощением.

Важно отметить, что излучение и поглощение электромагнитной энергии в области радиочастот возможно при наличии у молекулы весьма близких энергетических уровней, переходы между которыми разрешены законами избирательности квантовой механики. Этим объясняется тот факт, что резонансное поглощение и излучение происходит на вполне определенных для данного вида полярной молекулы частотах.

Основными газами, образующими земную атмосферу, является азот, кислород, водяной пар, двуокись углерода, метан, закись азота, окись углерода и озон. Исследование этих газов показывает, что только молекулы кислорода и паров воды обладают относительно большими дипольными моментами (первый — магнитным, второй — электрическим) и имеют разности уровней

энергии, обусловливающие ощутимое поглощение и излучение электромагнитной энергии на волнах короче 10 *см*, особенно выраженное в диапазоне миллиметровых волн. Остальные газы атмосферы имеют столь малые дипольные моменты, что их вклад в поглощение электромагнитной энергии сантиметрового и миллиметрового диапазонов примерно в 10^{-3} раз меньше поглощения в водяном паре.

Ван-Флек в 1947 г. проанализировал возможные молекулярные переходы у водяного пара и кислорода и вывел уравнения, определяющие частоты резонансных линий. Коэффициенты затухания электромагнитной энергии за счет ее поглощения в кислороде $\varkappa_1$, в водяном паре $\varkappa_2$ изменяются с высотой по экспоненциальному закону [16]:

$$\varkappa_1(H) = \varkappa_{10} \exp\left(-\frac{H}{H_1}\right),$$

$$\varkappa_2(H) = \varkappa_{20} \exp\left(-\frac{H}{H_2}\right).$$

Здесь $\varkappa_{10}$ — коэффициент затухания кислорода у поверхности Земли (см. табл. 4.2); $\varkappa_{20} = a\rho_0$ — коэффициент затухания водяного пара у поверхности Земли; a — удельный коэффициент затухания в парах воды (см. табл. 4.2); ρ_0 — абсолютная влажность воздуха у поверхности Земли; $H_1 = 5{,}0$ *км* и $H_2 = 1{,}8$ *км* — характеристические высоты поглощения атмосферы, состоящей в первом случае только из молекул кислорода и во втором — из молекул водяного пара.

Характеристические высоты поглощения связаны с полным поглощением γ_1 в водяном паре атмосферы и γ_2 в кислороде выражениями

$$\left.\begin{aligned} \gamma_1 &= \int_0^\infty \varkappa_1 dH = \varkappa_{10} H_1, \\ \gamma_2 &= \int_0^\infty \varkappa_2 dH = \varkappa_{20} H_2. \end{aligned}\right\}$$

Экспоненциальный характер коэффициентов $\varkappa_1(H)$ и $\varkappa_2(H)$ объясняется тем, что поглощение в кислороде и

водяном паре является функцией давления, которое в атмосфере Земли изменяется по закону

$$p_a = p_{a0} \exp(-0{,}125\, H).$$

Здесь p_{a0} — давление у поверхности Земли. График изменения давления с высотой приведен на рис. 4.1.

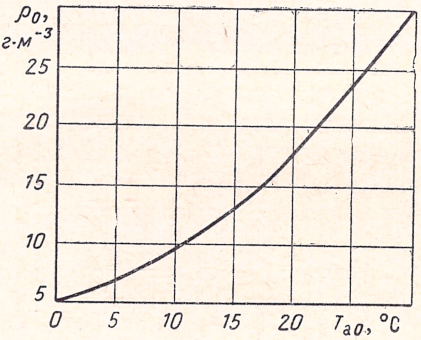


Рис. 4.2

Более быстрое по сравнению с $\varkappa_1(H)$ уменьшение с высотой коэффициента $\varkappa_2(H)$ вызвано зависимостью абсолютной влажности от термодинамической температуры, которая в атмосфере убывает с высотой по закону (4.7).

На рис. 4.2 показано изменение уровня абсолютной влажности атмосферы, насыщенной водяными парами (относительная влажность $R_0 = 100\%$), от величины ее термодинамической температуры. Существование подобной зависимости определяет сезонные изменения среднего распределения абсолютной влажности ρ_0 атмосферы по высоте (рис. 4.3), которые, в свою очередь, обусловливают изменение величины коэффициента $\varkappa_{20}$ в течение года. Кривые *1*, *2*, *3*, *4* (рис. 4.3) отражают изменения $\rho_0(H)$ соответственно летом, осенью, весной и зимой.

Графики рис. 4.3 позволяют сделать вывод, что при относительной влажности атмосферы, близкой к 100%, значение $\varkappa_{20}$ в летний период в 5—6 раз может превысить уровень $\varkappa_{20}$, типичный для зимы. Следует отметить, что летом абсолютная влажность приземного слоя всюду примерно одинакова. Так, например, в пустыне Сахара

она лишь в два раза меньше, чем в средней полосе Советского Союза. Зимой упругость водяного пара может упасть до 0,1—0,025 *мм рт. ст.*, а при низких температурах — до значений в несколько тысячных миллиметра ртутного столба. Напомним, что упругость 7,6 *мм. рт. ст.* соответствует абсолютной влажности

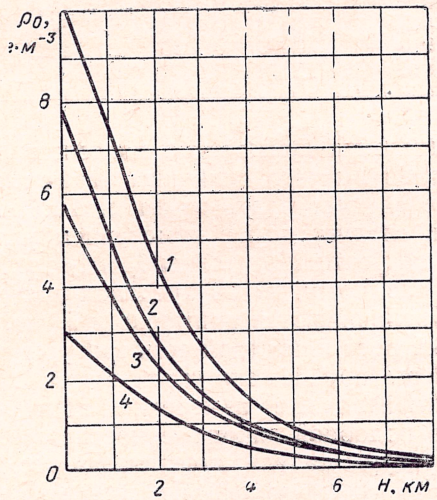


Рис. 4.3

$\rho_0 = 7{,}5$ $г \cdot м^{-3}$. Столь малая упругость водяного пара обусловливает при низких температурах (—70° С) крайне малый коэффициент затухания $\varkappa_2(H)$ в диапазоне миллиметровых волн.

В работе [16] показано, что суммарное поглощение в нижней атмосфере Земли

$$\gamma_a = \varkappa_{10} l_1 + \varkappa_{20} l_2 + \gamma_г, \tag{4.9}$$

где $\gamma_г$ — суммарное поглощение в гидрометеорах; l_1 и l_2 — эффективные пути в атмосфере.

Для углов высоты $h > 5°$, когда атмосфера Земли может быть представлена в виде плоскослоистой модели,

$$l_1 = H_1 \operatorname{cosec} h,$$

$$l_2 = H_2 \operatorname{cosec} h.$$

Таблица 4.1

h, *град*	l_1, *км*	l_2, *км*	h, *град*	l_1, *км*	l_2, *км*
0	278,6	176,3	6	48,6	20,6
1	165,2	86,7	7	41,6	17,8
2	155,7	54,3	8	36,8	15,6
3	86,5	38,8	9	33,0	14,0
4	69,0	29,9	10	29,9	12,6
5	56,6	24,3			

При вычислении суммарного поглощения для малых значений углов высоты величины эффективных путей в атмосфере следует брать из табл. 4.1. Из табл. 4.1, в частности, следует, что с изменением угла высоты h от 10 до 0° эффективные длины l_1 и l_2 возрастают примерно в 10 раз, тогда как в пределах значений h от 90 до 10° они увеличиваются примерно в 6 раз. Это определяет быстрый рост яркостной температуры радиоизлучения атмосферы при малых углах высот. Многочисленные экспериментальные измерения подтверждают существование подобной закономерности изменения яркостной температуры радиоизлучения. На рис. 4.9 приведен график $T_{\text{я а}}(h)$, построенный по данным теоретических расчетов (пунктирная кривая), на том же рисунке кружками обозначены точки, отражающие результаты экспериментальных наблюдений яркостной температуры безоблачного неба на частоте 6 *Гец*.

Для экспериментальных определений величины коэффициента поглощения γ_a в СВЧ диапазоне в последнее время широко используется радиометрический метод, основанный на прецизионных измерениях яркостной температуры радиоизлучения атмосферы. Яркостная температура небесного свода $T_{\text{я н}}$ в направлении угла высоты h, зарегистрированная радиометрической станцией, установленной на поверхности Земли, равна сумме яркостных температур атмосферы и космического излучения, т. е.

$$T_{\text{ян}}(h) = T_{\text{як}}(h)\, e^{-2\gamma_a(h)} + T_{\text{яа}}(h). \qquad (4.10)$$

При измерениях под углами высоты $h > 5°$ полное поглощение электромагнитной энергии СВЧ диапазона

в атмосфере, свободной от гидрометеоров, оказывается величиной сравнительно малой, что позволяет выражение (4.10) записать в следующем виде:

$$T_{\text{ян}}(h) = T_{\text{як}}(h)\,[1 - (\varkappa_{10}H_1 + \varkappa_{20}H_2)\operatorname{cosec} h] +$$
$$+ [(T_{\text{а}0} - 6{,}5H_1)\,\varkappa_{10}H_1 + (T_{\text{а}0} - 6{,}5H_2)\,\varkappa_{20}H_2]\operatorname{cosec} h.$$

Приращение яркостной температуры при изменении угла высоты от $h_1 = 5°$ до $h_2 = 90°$ в диапазоне сантиметровых волн, где $T_{\text{як}}$ пренебрежимо мала, определится равенством

$$\Delta T_{\text{ян}} = [(T_{\text{а}0} - 6{,}5H_1)\,\varkappa_{10}H_1 + (T_{\text{а}0} - 6{,}5H_2) \times$$
$$\times \varkappa_{20}H_2](\operatorname{cosec} h_2 - \operatorname{cosec} h_1). \qquad (4.11)$$

На метровых волнах необходимо учитывать вклад в $T_{\text{ян}}$ радиоизлучения ионосферы $T_{\text{яи}}$. Поскольку электромагнитная энергия в этом диапазоне волн поглощается в основном кислородом и поглощением в водяном паре атмосферы можно пренебречь, приращение яркостной температуры оказывается равным

$$\Delta T_{\text{ян}} = [(T_{\text{а}0} - 6{,}5H_1)\,\varkappa_{10}H_1 + T_{\text{яи зен}}](\operatorname{cosec} h_2 - \operatorname{cosec} h_1). \qquad (4.12)$$

В приведенном выражении вследствие малости отсутствует член, учитывающий поглощение тропосферой радиоизлучения ионосферы.

Из (4.11) и (4.12) видно, что зависимость $\Delta T_{\text{ян}}$ от $\operatorname{cosec} h$ при $h > 5°$ является линейной. Это позволяет по наклону прямой $\Delta T_{\text{ян}}(\operatorname{cosec} h)$ определить величину коэффициента $\gamma_{\text{а}}$, а именно:

$$\gamma_{\text{а}} = \varkappa_{10}H_1 + 1{,}08\varkappa_{20}H_2 = \frac{\Delta T_{\text{ян}}}{307{,}5\,(\operatorname{cosec} h_2 - \operatorname{cosec} h_1)}, \qquad (4.13)$$

$$\gamma_{\text{а}} = \varkappa_{10}H_1 = \frac{\Delta T_{\text{ян}}}{307{,}5\,(\operatorname{cosec} h_2 - \operatorname{cosec} h_1)} - \frac{T_{\text{яи зен}}}{307{,}5}. \qquad (4.14)$$

Выражение (4.13) справедливо для диапазона сантиметровых волн, выражение (4.14) — для метрового диапазона. В выражениях (4.12), (4.14) $T_{\text{яи зен}}$ — яркостная температура радиоизлучения ионосферы в направлении зенита.

На практике с помощью радиометрических станций производится измерение приращения антенной температуры, поэтому для вычисления приращения яркостной температуры необходимо знать коэффициент рассеивания приемной антенны.

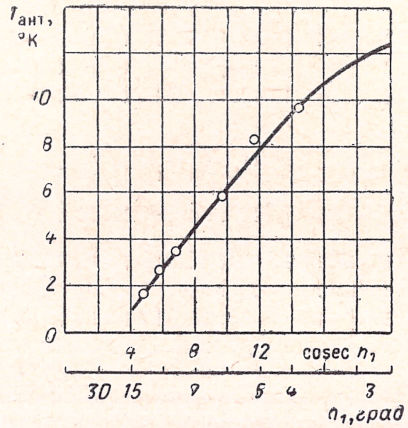


Рис. 4.4

На рис. 4.4 [17] представлена кривая, отражающая зависимость $\Delta T_{ант} = f(\mathrm{cosec}\, h)$ на частоте 420 *Мгц*. Из рисунка видно, что результаты экспериментальных измерений удовлетворительно аппроксимируются прямой линией в диапазоне углов высоты, превышающих 5°.

По данным радиометрических измерений зависимости яркостной температуры от влажности воздуха представляется возможным определить величину $\varkappa_{10} H_1$. Как указывалось, поглощение в водяном паре пропорционально абсолютной влажности воздуха, поэтому, если проэкстраполировать экспериментально полученные значения γ_a, можно получить значение суммарного поглощения атмосферы при $\rho_a = 0$, что позволяет вычислить $\varkappa_{10} H_1$.

В результате обработки данных радиометрических измерений яркостной температуры атмосферы, свободной от гидрометеоров, были вычислены значения $\varkappa_{10} H_1$ и a, приведенные в табл. 4.2.

В табл. 4.3 [29] приводятся результаты теоретических расчетов суммарного поглощения атмосферы, свободной

Таблица 4.2

λ, *см*	$\varkappa_{10} H_1$, *дб*	a, *дб·м³·км⁻¹·г⁻¹*	Литература
1,6	0,035	$(2,5—8)\cdot10^{-3}$	[27]
3,2	0,054	$7\cdot10^{-4}$	[26]
25	0,058	—	
32,5	0,051	—	[28]
44,3	0,05	—	
56,3	0,058	—	
70,16	0,092	—	[17]

от гидрометеоров, в окнах прозрачности (в областях с малым поглощением) субмиллиметрового диапазона волн.

Таблица 4.3

λ, *см*	0,85	0,72	0,6	0,46	0,36	0,02	0,018	0,015	0,013	0,01
γ_a, *дб·км⁻¹*	6	14	35	3,7	45	5	3	1,5	1,1	0,5

Как уже отмечалось, при сильных морозах из-за вымораживания резко падает упругость водяного пара. Вследствие этого суммарное поглощение атмосферы в окнах прозрачности заметно уменьшается. Изменение поглощения с уменьшением температуры приземной атмосферы можно проследить по данным табл. 4.4.

В работе [35] приведены результаты расчетов яркостной температуры теплового радиоизлучения в диапазоне частот от 1 до 40 *Ггц* для трех состояний атмосферы

Таблица 4.4

T_{ao}, °C	γ_a, *дб·км⁻¹*							
	λ=8 *см*	λ=1,3 *см*	λ=0,85 *см*	λ=0,72 *см*	λ=0,6 *см*	λ=0,5 *см*	λ=0,46 *см*	λ=0,36 *см*
—40	0,032	0,024	0,022	0,038	0,15	0,38	0,14	0,17
—70	0,032	0,02	0,0032	0,0054	0,021	0,054	0,02	0,02

и углов высоты 90, 30, 10 и 5°. Кривая *I* на рис. 4.5, 4.6, 4.7, 4.8 отражает зависимость яркостной температуры радиоизлучения абсолютно сухой атмосферы ($\varkappa_{20}=0$,

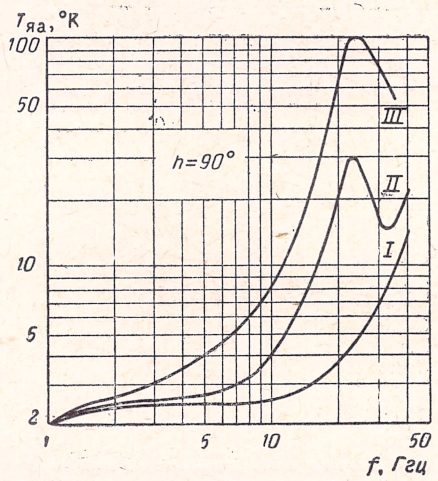


Рис. 4.5

$\gamma_г=0$) от частоты, *II* — изменение яркостной температуры в средних широтах для типичного летнего дня (плотность паров H_2O в атмосфере 10 $г \cdot м^{-3}$ и $\gamma_г=0$), кривая

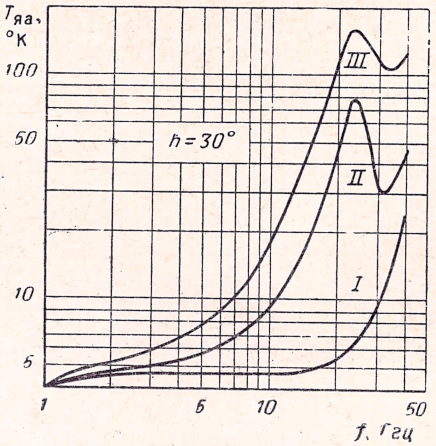


Рис. 4.6

III характеризует изменение яркостной температуры атмосферы влажного летнего дня при плотности паров H_2O, равной 20 $г \cdot м^{-3}$, и $\gamma_г = 0$. Поскольку кривые *I* и *III*

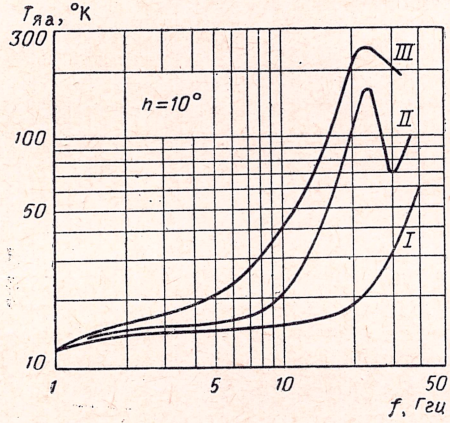


Рис. 4.7

на приведенных рисунках отражают изменения яркостной температуры для предельных значений влажности атмосферы, то в случае отсутствия сверхрефракции и

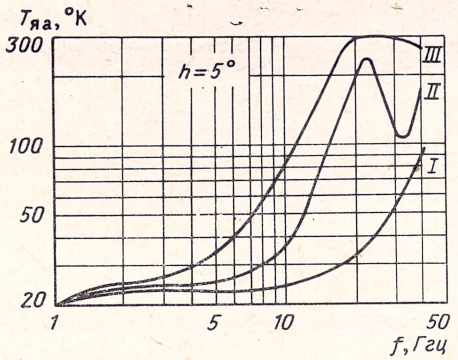


Рис. 4.8

поглощения в гидрометеорах эти графики определяют нижний и верхний пределы температуры шума, обусловленного тепловым радиоизлучением атмосферы Земли.

4.2. Поглощение и радиоизлучение гидрометеоров атмосферы

Ослабление радиоволн в гидрометеорах атмосферы и их собственное тепловое радиоизлучение изучены сравнительно мало. Несмотря на то что данные теоретических расчетов коэффициента поглощения в гидрометеорах хорошо согласуются с результатами экспериментальных измерений, вычислить яркостную температуру атмосферы в период выпадения осадков и при наличии конденсаций крайне затруднительно. Это объясняется тем, что для расчетов ослабления и температуры шума атмосферы необходимо знать такие дополнительные параметры, как высота, толщина и распределение облачности, интенсивность дождя и его распределение в пространстве, размеры капель и т. п. Несмотря на эти трудности, можно рассчитать «штормовую» шумовую температуру атмосферы, предполагая самые неблагоприятные метеорологические условия.

Ослабление электромагнитного излучения, распространяющегося в атмосфере, содержащей воду в виде конденсаций, происходит как за счет рассеивания, так и вследствие поглощения. Когда размеры капель воды намного меньше длины волны, поглощение оказывается пропорциональным суммарному содержанию воды в единице объема атмосферы, т. е. ее водности M, измеряемой в $г \cdot м^{-3}$. Значения коэффициента поглощения $\varkappa_2$, рассчитанного для температуры 18° С и выраженного в $дб \cdot км^{-1}$, для этого случая приведены в табл. 4.5. Табл. 4.6 отражает зависимость коэффициента затухания от интенсивности дождя. Следует отметить, что мокрый снег вызывает затухание примерно в 2,5 раза больше, чем дождь той же интенсивности. Затухание в сухом снеге значительно меньше, чем в дожде.

Таблица 4.5

Видимость, *м*	M, $г \cdot м^{-3}$	$\varkappa_2$, $дб \cdot км^{-1}$			
		3 *Гец*	6 *Гец*	10 *Гец*	30 *Гец*
600	0,032	$1{,}3 \cdot 10^{-4}$	$6 \cdot 10^{-4}$	$1{,}5 \cdot 10^{-3}$	$1{,}3 \cdot 10^{-2}$
120	0,32	$1{,}3 \cdot 10^{-3}$	$6 \cdot 10^{-3}$	$1{,}5 \cdot 10^{-2}$	0,13
30	2,3	10^{-2}	$4{,}2 \cdot 10^{-2}$	0,11	1,0

Таблица 4.6

Метеорологические условия	Интенсивность осадков, *мм·час*$^{-1}$	$\varkappa_2$, *дб·км*$^{-1}$			
		3 *Гец*	6 *Гец*	10 *Гец*	30 *Гец*
Изморось . .	0,25	$1 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-3}$	$3{,}7 \cdot 10^{-2}$
Слабый дождь	1	$4 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$1{,}6 \cdot 10^{-2}$	0,27
Умеренный дождь . . .	4	$1 \cdot 10^{-3}$	$1{,}1 \cdot 10^{-2}$	$6{,}1 \cdot 10^{-2}$	0,74
Сильный дождь	16	$6 \cdot 10^{-3}$	$7{,}2 \cdot 10^{-2}$	0,32	2,04

Осадки характеризуются такими переменными параметрами, как продолжительность, интенсивность и площадь их выпадения. Эти параметры находятся в определенной связи между собой. Так, например, чем более интенсивен дождь, тем меньшую область он захватывает и тем короче время выпадения осадков. Если области обложного дождя могут занимать до 1 000 *км* в длину и от 50 до 300 *км* в ширину, то области ливня достигают нескольких сотен километров, а зоны наибольшей интенсивности имеют размеры порядка 10 *км*. В области обложного дождя интенсивность выпадения осадков составляет 3—5 *мм·час*$^{-1}$, тогда как в области ливня интенсивность может достигать значения до нескольких десятков и даже сотен миллиметров в час.

Зависимость между интенсивностью осадков и их продолжительностью для Европейской части СССР (по Э. Ю. Бергу) характеризуется цифрами, приведенными в табл. 4.7.

Годовой ход осадков характеризуется большим разнообразием. Максимум осадков в различных широтах приходится на разное время года. В тропической области (от 10 до 30° широты) дождливый период приходится на лето и продолжается около 4 месяцев. В средних широтах северного полушария наиболее дождливым оказывается июль, а сухим — январь, февраль.

Таблица 4.7

Интенсивность осадков, *мм·час*$^{-1}$	6	9	12	15	24	30
Продолжительность, *мин*	121—240	61—120	31—60	60—30	6—15	5

Затухание электромагнитной энергии СВЧ диапазона в облаках может быть вычислено [48] с помощью формулы

$$\varkappa_2 = \frac{0{,}438}{\lambda^2} M\ [дб \cdot км^{-1}].$$

Для расчета затухания в облаках необходимо располагать сведениями об их водности и мощности. В табл. 4.8 приведены усредненные значения вертикальной мощности облачных слоев, их протяженности, относительное время существования и водность облаков средних широт. Поскольку облака верхнего яруса — перистые, перисто-кучевые и перисто-слоистые, состоящие из ледяных кристаллов, вносят незначительное ослабление, они не нашли отражения в таблице.

Практика показывает, что вертикальная мощность слоисто-дождевых и кучево-дождевых облаков может достигать, особенно летом, 5—6 *км*, а в отдельных случаях — 7—10 *км*, поэтому средние значения вертикальной мощности этих облаков, приведенные в табл. 4.8,

Таблица 4.8

Метеорологические условия	Средняя вертикальная мощность, *км*	Протяженность, *км*	Средняя водность, $г \cdot м^{-3}$	Максимальная водность, $г \cdot м^{-3}$	Тип осадков	Относительное время, %	
						Зима	Лето
Ясно	—	—	—	—	—	22—48	40—65
Слоистые облака	0,6	—	0,15	0,75	Морось		
Слоисто-кучевые облака .	0,45	—	0,14	0,66	Морось	27	17
Кучевые облака	0,6	—	—	0,1—0,2	Морось	—	—
Высокослоистые облака . . .	0,45	—	0,03	0,1	Снег, слабый дождь	—	—
Высококучевые облака . . .	0,15	—	0,09	0,24	Морось	—	—
Слоисто-дождевые	1,0	50	0,2	1,0	Обложные осадки в виде дождя и снега	12	8
Кучево-дождевые	2,0	10	1,0	8	Ливневые осадки	9	6

нужно рассматривать как ориентировочные. Следует отметить, что в умеренных широтах интенсивные осадки выпадают в основном из кучево- и слоисто-дождевых облаков, обладающих большой вертикальной мощностью. Кучево-дождевые облака являются наиболее водными и дают осадки в виде ливневых дождей. Слоисто-дождевые облака, хотя и имеют небольшую водность, но вызывают длительные дожди.

В литературе приводятся некоторые результаты экспериментальных измерений яркостной температуры атмосферы при наличии облачности (кривая *2*) и в период выпадения осадков (кривая *1*) (рис. 4.9). Графики рис. 4.9 [35] отражают зависимость изменения яркостной температуры на $f=6$ *Гец* от угла высоты в процессе выпадения осадков в виде моросящего дождя, интенсивность которого у поверхности Земли $i_д=6{,}35$ *мм · час*$^{-1}$. Одинаковый характер зависимости $T_{я\,а}(h)$ в период выпадения осадков (кривая *1*) и при отсутствии гидрометеоров (кривая *3*) авторы объясняют небольшими размерами области, занимаемой моросящим дождем.

В работе [38] на основании экспериментальных измерений температуры атмосферного шума на частоте 6 *Гец* во время выпадения осадков в виде дождя были выполнены расчеты зависимости от длины волны яркостной температуры радиоизлучения атмосферы, содержащей однородный слой атмосферных осадков при $h=90°$. Из рис. 4.10 следует, что температура шума при относительно низкой интенсивности дождя (47 *мм · час*$^{-1}$) может быть больше, чем при высокой интенсивности (117 *мм · час*$^{-1}$). Это явление, по-видимому, объясняется большей толщиной эквивалентного слоя, занимаемого осадками в первом случае. Нельзя не отметить, что в коротковолновой части сантиметрового диапазона шумовая температура радиоизлучения атмосферы, содержащей воду в виде конденсаций, стремится к ее термодинамической температуре, независимо от интенсивности дождя.

Графики, приведенные на рис. 4.9, справедливы при установившемся дожде. Ряд наблюдателей отмечает, что яркостная температура атмосферы увеличивается еще до того, как у поверхности Земли регистрируют выпадение осадков. Отмечается также, что в некоторых случаях наблюдается слабая корреляция между интен-

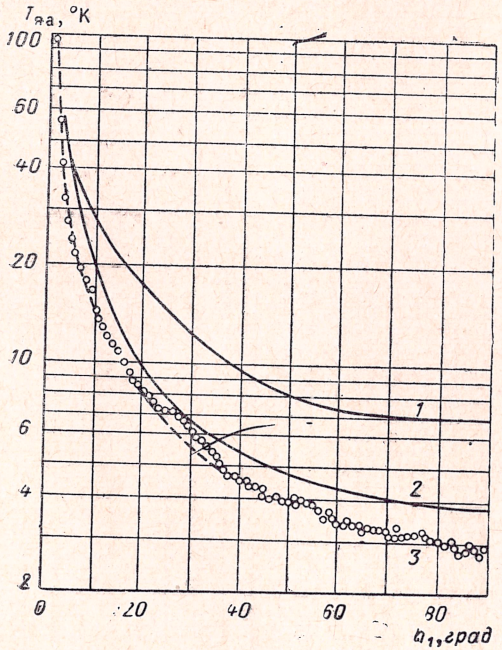


Рис. 4.9

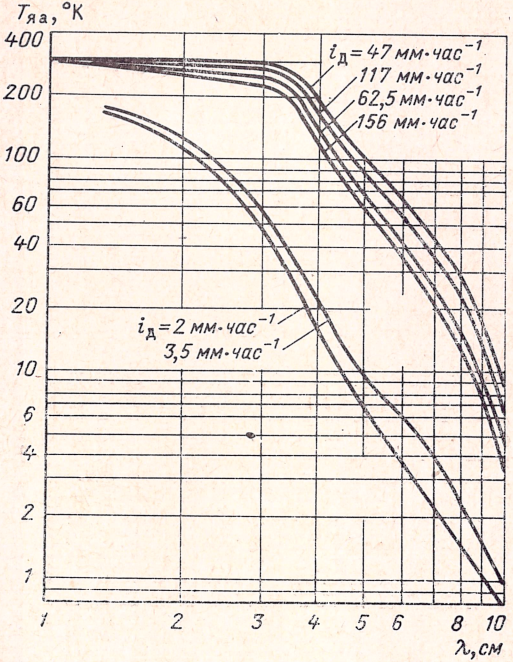


Рис. 4.10

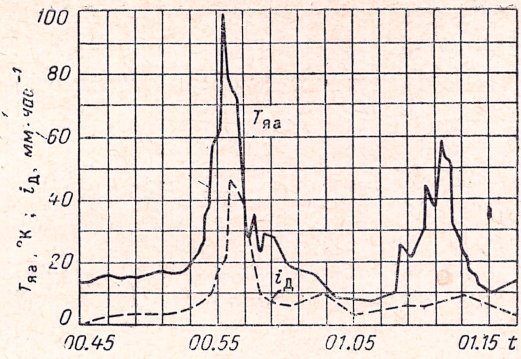


Рис. 4.11

сивностью дождя у поверхности Земли и шумовой температурой атмосферы. Подобный случай отражают графики рис. 4.11 [35], справедливые при $f=6$ *Гец* и $h=90°$.

4.3. Поглощение и радиоизлучение ионосферы

Оценим влияние радиоизлучения ионосферы на шумовую температуру приемного устройства. Согласно закону Кирхгофа радиоизлучение среды с потерями пропорционально уровню поглощения в ней электромагнитной энергии. Поглощение в ионосфере на частотах, значительно превышающих критическую частоту

$$f_п = \frac{e\sqrt{N}}{2\pi\sqrt{m}} = 9\cdot 10^{-3}\sqrt{N}, \qquad (4.15)$$

определяется в основном поглощением в слое F [15].

В выражении (4.15) e и m — соответственно заряд и масса электрона, N — число электронов в 1 $см^3$.

В направлении угла высоты $h=90°$ поглощение электромагнитной энергии в ионосфере на частотах $f \gg f_п$ определяется соотношением

$$\gamma_F = \frac{4{,}34e^2}{\pi mcf^2}\int_0^\infty N\nu dH = 1{,}16\cdot 10^{-2} f^{-2}\int_0^\infty N\nu dH, \qquad (4.16)$$

где c — скорость света.

В слое F ионосферы число соударений ν определяется соударениями с ионами. Если полагать, что слой F

имеет электронную температуру $T_э = 1000°$ К, $N = 10^5$, число соударений оказывается примерно равным $\nu = 45N/T_э^{3/2}$ и выражение (4.16) в этом случае может быть записано в виде равенства

$$\gamma_F = 0{,}52 f^{-2} \int_0^\infty \frac{N^2}{T_э^{3/2}} dH. \qquad (4.17)$$

С учетом распределения электронной концентрации и температуры в слое F выражение (4.17) принимает следующий вид:

$$\gamma_F = 0{,}52 f^{-2} T_{э0}^{-3/2} \int_0^\infty N^2 dH,$$

где $T_{э0}$ — среднее значение электронной температуры вблизи максимума слоя F.

Считают, что наиболее вероятные значения электронной температуры днем $T_{э0} \simeq 2000°$ К, а вечером и утром $T_{э0} \simeq 1000°$ К.

В работе [15] показано, что

$$\int_{-H_{1F}}^\infty N^2 dH = \frac{N_0^2}{2}\left(H_{2F} + \frac{16}{15} H_{1F}\right)$$

и, таким образом,

$$\gamma_F = 0{,}26 f^{-2} T_{э0}^{-3/2} N_0^2 \left(H_{2F} + \frac{16}{15} H_{1F}\right). \qquad (4.18)$$

Здесь H_{1F} и H_{2F} — границы нижней и верхней части слоя F, отсчитываемые от его максимума.

Для стандартных значений параметров слоя F ($N_0 = 10^6$, $T_{э0} = 1000°$ К, $H_{1F} = 150$ *км*, $H_{2F} = 300$ *км*) коэффициент поглощения на частоте $f = 18{,}6$ *Мгц* равен $\gamma_F = 1{,}1$ *дб*. Эта величина подтверждена экспериментальными измерениями. Поскольку, согласно выражению (4.18), поглощение электромагнитной энергии в ионосфере обратно пропорционально квадрату частоты, можно утверждать, что на частотах выше 100 *Мгц* поглощение и собственное радиоизлучение ионосферы можно не принимать во внимание.

Глава 5

ТЕПЛОВОЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ЗЕМНОГО ПОКРОВА

5.1. Яркостная температура радиоизлучения земного покрова

Нагретые тела на поверхности Земли, в том числе и сам земной покров, являются источниками теплового радиоизлучения. У подобных объектов поток их собственного радиоизлучения распространяется в двух средах с различными электрическими свойствами. Вследствие этого яркостная температура радиоизлучения почвы, регистрируемая в атмосфере, зависит от соотношения электрических параметров атмосферы и излучающей среды, а также от угла высоты h_1, под которым осуществляется прием излучений.

Рассмотрим тепловое радиоизлучение однородной среды *2*, заполняющей полубесконечное пространство в области отрицательных значений z (рис. 5.1) и отделенной от среды *1* плоской граничной поверхностью. Вследствие различия электрических свойств сред *1* и *2* поток излучения среды *2* лишь частично проникает в среду *1* через границу раздела *2—1*. Для определения потока теплового радиоизлучения среды *2* в среде *1* найдем выражение для составляющей вектора Пойтинга в направлении оси z в среде *1*. Анализ будем проводить применительно к диапазону сантиметровых и миллиметровых волн.

Как известно, в СВЧ диапазоне практически все виды земных покровов и неметаллические объекты характеризуются малым тангенсом угла электрических потерь ($\operatorname{tg}\delta<1$), вследствие чего волновое сопротивление сред ρ, как и их относительные диэлектрические проницаемости ε', носят вещественный характер. Будем также полагать, что магнитные проницаемости сред $\mu_1=\mu_2=\mu_0$.

Пусть направление распространения потока теплового радиоизлучения среды *2* совпадает с плоскостью *yoz* (рис. 5.1) и составляет с поверхностью раздела, лежащей в плоскости *xoy*, угол высоты h_2. Рассмотрим прохождение плоской электромагнитной волны из среды *2* в среду *1* в случае, когда электрический вектор лежит вдоль оси *x*. В принятой системе координат составляю-

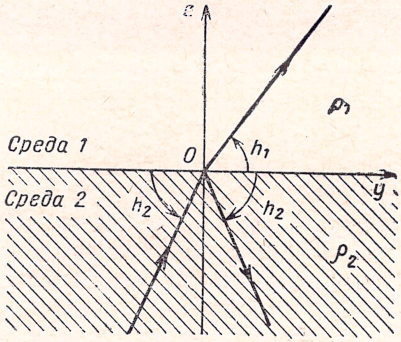


Рис. 5.1

щие векторов E_x и H_y падающей и отраженной волн в среде *2* и волны, прошедшей в среду *1*, будут иметь вид:

$$\left.\begin{aligned} \dot{E}_{2x} &= \rho_2 (A e^{-j\alpha_2 z} - B e^{j\alpha_2 z})\, e^{-j\beta_2 y}, \\ \dot{H}_{2y} &= \sin h_2 (A e^{-j\alpha_2 z} + B e^{j\alpha_2 z})\, e^{-j\beta_2 y}, \end{aligned}\right\} \qquad (5.1)$$

$$\left.\begin{aligned} \dot{E}_{1x} &= \rho_1 C e^{-j\alpha_1 z} e^{-j\beta_1 y}, \\ \dot{H}_{1y} &= \sin h_1 C e^{-j\alpha_1 z} e^{-j\beta_1 y}, \end{aligned}\right\} \qquad (5.2)$$

где

$$\alpha_1 = \omega \sqrt{\varepsilon'_1 \mu_0} \sin h_1 = \frac{2\pi f \sin h_1}{v_1}; \quad \beta_1 = \sqrt{\varepsilon'_1 \mu_0} \cos h_1;$$

$$\alpha_2 = \omega \sqrt{\varepsilon'_2 \mu_0} \sin h_2 = \frac{2\pi f \sin h_2}{v_2}; \quad \beta_2 = \sqrt{\varepsilon'_2 \mu_0} \cos h_2;$$

v_1, v_2 — скорости распространения электромагнитной энергии в средах *1* и *2*.

В выражениях (5.1), (5.2) множитель $e^{j\omega t}$ опущен.

Так как граница раздела *2 — 1* совпадает со значением $z=0$, то в силу граничных условий $\dot{E}_{1x}=\dot{E}_{2x}$ и $\dot{H}_{1y}=\dot{H}_{2y}$. Для того чтобы $e^{-j\beta_1 y}=e^{-j\beta_2 y}$, должно выполняться условие $\beta_1=\beta_2$ при любом y. Это возможно при

$$\sqrt{\varepsilon'_1}\cos h_1=\sqrt{\varepsilon'_2}\cos h_2, \tag{5.3}$$

когда

$$\rho_2(A-B)=\rho_1 C_1, \tag{5.4}$$

$$(A+B)\sin h_2=C\sin h_1. \tag{5.5}$$

Выражение (5.3) представляет собой закон Снеллиуса. Умножив и разделив (5.4) на (5.5), имеем

$$\rho_2(A^2-B^2)\sin h_2=\rho_1 C^2\sin h_1, \tag{5.6}$$

$$\frac{\rho_2}{\sin h_2}\,\frac{A-B}{A+B}=\frac{\rho_1}{\sin h_1}. \tag{5.7}$$

Из (5.7) можно найти выражение для коэффициента отражения

$$R_{211\,\text{гор}}=\frac{B}{A}=\frac{\rho_{\text{п2 гор}}-\rho_{\text{п1 гор}}}{\rho_{\text{п2 гор}}+\rho_{\text{п1 гор}}}. \tag{5.8}$$

В (5.8) $\rho_{\text{п1 гор}}$ и $\rho_{\text{п2 гор}}$ — приведенные волновые сопротивления сред *1* и *2* для электромагнитных излучений с горизонтальной поляризацией:

$$\rho_{\text{п1 гор}}=\frac{\rho_1}{\sin h_1},\quad \rho_{\text{п2 гор}}=\frac{\rho_2}{\sin h_2}. \tag{5.9}$$

На основании соотношений (5.1) и (5.2) проекции вектора Пойнтинга на ось z для падающего потока теплового радиоизлучения в среде *2* и потока, прошедшего в среду *1*, записываются в виде равенств

$$p_{2z}=\frac{1}{2}\operatorname{Re}[\dot{E}_{2x}+\dot{H}^*_{2y}]=\frac{1}{2}\rho_2 A_2^2\sin h_2,$$

$$p_{21z}=\frac{1}{2}C^2\sin h_1. \tag{5.10}$$

Последнее равенство с учетом (5.6) приводится к виду

$$p_{21z} = \frac{1}{2}\rho_2 (A^2 - B^2)\sin h_2 = p_{2z}\left(1 - \frac{B^2}{A^2}\right) =$$

$$= p_{2z}(1 - R^2_{21\text{гор}}).$$

Вектор Пойнтинга, как известно, характеризует количество энергии, проходящей через единичную площадку, перпендикулярную вектору, в единицу времени. Поэтому поток энергии теплового радиоизлучения среды *2*, проникающий в среду *1* через элементарную площадку ΔS в плоскости раздела *2—1* (рис. 5.2), определится равенством

$$p_{21}\Delta S_2 \sin h_1 = (1 - R^2_{21})p_2\ \Delta S_2 \sin h_2,$$

в котором p_{21} и p_2 — значения вектора Пойнтинга в направлении распространения потока в средах *1*, *2*.

Из построения рис. 5.2 следует, что проекции площадки ΔS в направлении углов высоты h_1 и h_2 связаны соотношением $\Delta S_1 \sin h_2 = \Delta S_2 \sin h_1$, вследствие этого можно записать

$$p_{21} = (1 - R^2_{21\text{гор}})p_2 = A_{21\text{гор}}p_2. \qquad (5.11)$$

Таким образом, при наклонном падении поток теплового радиоизлучения среды *2*, проходящий в среду *1* через поверхность раздела *2—1*, равен разности между падающим потоком излучения и обратно отраженным потоком.

Можно показать, что выражение (5.11) справедливо и для вертикально поляризованной составляющей теплового радиоизлучения, когда коэффициент отражения от границы раздела *2—1* равен

$$R_{21\text{верт}} = \frac{\rho_{п2\text{верт}} - \rho_{п1\text{верт}}}{\rho_{п2\text{верт}} + \rho_{п1\text{верт}}}, \qquad (5.12)$$

где

$$\rho_{п1\text{верт}} = \rho_1 \sin h_1,\ \rho_{п2\text{верт}} = \rho_2 \sin h_2. \qquad (5.13)$$

Спектральная плотность мощности шума потока теплового радиоизлучения среды *2*, падающего на границу

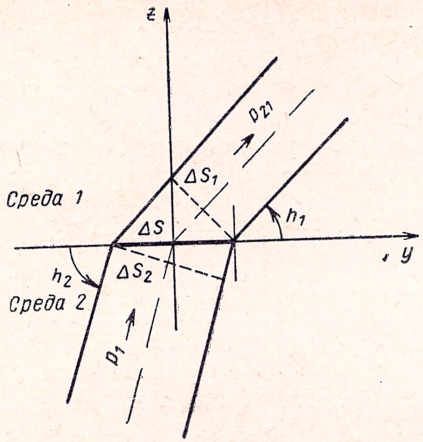


Рис. 5.2

раздела *2—1* под углом высоты h_2, в общем случае определяется выражением

$$p_1 = k \int_0^\infty T_2(z)\, e^{-\tau_2} \varkappa_2(z)\, dz, \qquad (5.14)$$

в котором T_2 — термодинамическая температура среды *2*,

$$\tau_2 = 2 \operatorname{cosec} h_2 \int_0^\infty \varkappa_2(z)\, dz \qquad (5.15)$$

— оптическая глубина среды *2*;

$$\varkappa_2 = \frac{2\pi}{\lambda_1} \left[\frac{\varepsilon'_2 (\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \delta_2} - 1)}{2} \right]^{1/2} \quad [неп \cdot м^{-1}], \qquad (5.16)$$

— коэффициент затухания электромагнитной энергии в среде *2*;

λ_1 — длина волны в среде *1*.

Для сред с $\operatorname{tg} \delta_2 \ll 1$

$$\varkappa_2 = \frac{\pi \operatorname{tg} \delta_2 \sqrt{\varepsilon'_2}}{\lambda_1} \quad [неп \cdot м^{-1}].$$

Затухание радиоволн в децибелах на метр

$$\varkappa_2 [дб \cdot м^{-1}] = 8{,}7 \varkappa_2 [неп \cdot м^{-1}] \qquad (5.17)$$

Если излучающая среда является однородной и равномерно прогрета, а также при $\tau_2 \gg 1$, когда в пределах малой толщины слоя dz термодинамическую температуру среды *2* можно считать величиной постоянной, спектральная плотность шума $p_1 = kT_2$.

Яркостная температура радиоизлучения среды *2* в среду *1* в подобном случае определится равенством

$$T_{я21} = T_2 A_{21} = T_2 (1 - R_{21}^2), \qquad (5.18)$$

из которого следует, что $T_{я\,21}$ является функцией коэффициента отражения электромагнитной энергии от границы раздела *2—1*.

В выражении (5.18) A_{21} — коэффициент излучательной способности среды *2* в среду *1*.

В том случае, когда для неровностей $H_н$ поверхности раздела сред выполняется критерий шероховатости Релея

$$H_н \leqslant \frac{\lambda_1}{16 \sin h_1}, \qquad (5.19)$$

коэффициент отражения R_{21} определяется выражениями (5.8) и (5.12), которые с учетом (5.9) и (5.13) могут быть записаны в следующем виде:

$$\left.\begin{aligned} R_{21\text{верт}} &= \frac{\rho_2 \sin h_2 - \rho_1 \sin h_1}{\rho_1 \sin h_1 + \rho_2 \sin h_2}, \\ R_{21\text{гор}} &= \frac{\rho_2 \sin h_1 - \rho_1 \sin h_2}{\rho_1 \sin h_2 + \rho_2 \sin h_1}. \end{aligned}\right\} \qquad (5.20)$$

Если тангенс угла потерь обеих сред мал и среды являются немагнитными, угол высоты h_2 при заданном значении h_1 может быть вычислен с помощью закона Снеллиуса (5.3) через известные волновые сопротивления ρ_1 и ρ_2, т. е.

$$\rho_1 \cos h_2 = \rho_2 \cos h_1. \qquad (5.21)$$

В длиноволновой части сантиметрового диапазона некоторые виды излучающих сред обладают значительным тангенсом угла электрических потерь, из-за чего волновое сопротивление имеет комплексный характер. Как показано в [47], при $h_1 = \text{const}$ и данном соотношении модулей волновых сопротивлений и сопротивлений

сред *1* и *2* угол высоты h_2 в среде с потерями всегда несколько превышает угол высоты в среде без потерь. Однако для практических расчетов изменением угла высоты за счет влияния потерь при всех значениях волновых сопротивлений реальных сред можно пренебречь.

С учетом (5.21) выражения для приведенных сопротивлений излучающих сред можно преобразовать к виду

$$\rho_{\text{п2верт}} = \frac{\rho_2}{\rho_1}\sqrt{\rho_1^2 - \rho_2^2\cos^2 h_1}, \tag{5.22}$$

$$\rho_{\text{п2гор}} = \frac{\rho_1\rho_2}{\sqrt{\rho_1^2 - \rho_2^2\cos^2 h_1}}. \tag{5.23}$$

Теперь коэффициенты отражения (5.20) запишутся следующим образом:

$$\left.\begin{aligned} R_{21\text{верт}} &= \frac{\rho_1^2\sin h_1 - \rho_2\sqrt{\rho_1^2 - \rho_2^2\cos^2 h_1}}{\rho_1^2\sin h_1 + \rho_2\sqrt{\rho_1^2 - \rho_2^2\cos^2 h_1}}, \\ R_{21\text{гор}} &= \frac{\rho_2\sin h_1 - \sqrt{\rho_1^2 - \rho_2^2\cos^2 h_1}}{\rho_2\sin h_1 + \sqrt{\rho_1^2 - \rho_2^2\cos^2 h_1}}. \end{aligned}\right\} \tag{5.24}$$

Используя выражение для волнового сопротивления $\rho = \sqrt{\mu_0/\varepsilon'}$ и учитывая, что ε' воздуха практически равна единице, нетрудно (5.24) привести к виду, часто встречающемуся в литературе:

$$\left.\begin{aligned} R_{21\text{верт}} &= \frac{\varepsilon'_2\sin h_1 - \sqrt{\varepsilon'_2 - \cos^2 h_1}}{\varepsilon'_2\sin h_1 + \sqrt{\varepsilon'_2 - \cos^2 h_1}}, \\ R_{21\text{гор}} &= \frac{\sin h_1 - \sqrt{\varepsilon'_2 - \cos^2 h_1}}{\sin h_1 + \sqrt{\varepsilon'_2 - \cos^2 h_1}}. \end{aligned}\right\} \tag{5.25}$$

Выражения (5.25) носят название формул Френеля.

5.2. Электрические свойства земных покровов

Для теоретических расчетов зависимости коэффициента излучательной способности различных земных покровов от угла высоты в общем случае нужно знать их комплексные волновые сопротивления в рассматриваемом диапазоне частот или относительную диэлектри-

Таблица 5.1

Вид земной породы	λ_1, *см*	ε'_2	$\operatorname{tg}\delta_2$	Литература
Кварцевый песок	3,2	2,25	$1{,}24\cdot10^{-3}$	[24]
Гранит	3,2	4,6	10^{-2}	[24]
Туф	3,2	1,8—4,4	$7{,}2\cdot10^{-3}$	[24]
Трахитовая лава	3,2	2,8	$1{,}3\cdot10^{-2}$	[24]
Пепел вулканический . .	3,2	2,1—3,3	$1{,}1\cdot10^{-2}$ — $1{,}7\cdot10^{-2}$	[24]
Сухой песчаный грунт . .	9	2	$1{,}5\cdot10^{-2}$	[44]
Влажный песчаный грунт	9	24	$2{,}5\cdot10^{-2}$	[44]
Бетон	3,2	6,25	—	[46]
Стекло	5,5	7,18	$2\cdot10^{-3}$	[46]

ческую проницаемость ε'_2 и тангенс угла электрических потерь $\operatorname{tg}\delta_2$.

В табл. 5.1 приведены данные лабораторных измерений электрических параметров некоторых земных пород в диапазоне сантиметровых волн. Разброс значений ε'_2 и $\operatorname{tg}\delta_2$ объясняется в основном различной плотностью испытуемых образцов, так как перед измерением свойств образцов абсорбированная влага удалялась. Как показано в [16], в СВЧ диапазоне тангенс угла электрических потерь у земных пород практически не зависит от отношений $\operatorname{tg}\delta_2/q$ и $(\sqrt{\varepsilon'_2}-1)/q$ (q — плотность образца); и с точностью $\pm 15\%$ в первом случае, и $\pm 5\%$ во втором, инвариантен плотности породы. Отмечается также слабая зависимость $\operatorname{tg}\delta$ от λ.

Представление о величине относительной диэлектрической проницаемости и коэффициента поглощения песчаного и глинистого грунтов можно получить из графиков на рис. 5.3 и 5.4 [30]. Графики отражают зависимость электрических свойств песка и глины от их абсолютной влажности

$$m = \frac{m_{\text{вл}} - m_{\text{сух}}}{m_{\text{сух}}} \cdot 100\%.$$

Из графиков следует, что относительная диэлектрическая проницаемость и коэффициент поглощения грунта возрастают с увеличением влажности примерно в прямой пропорциональной зависимости. Поглощение

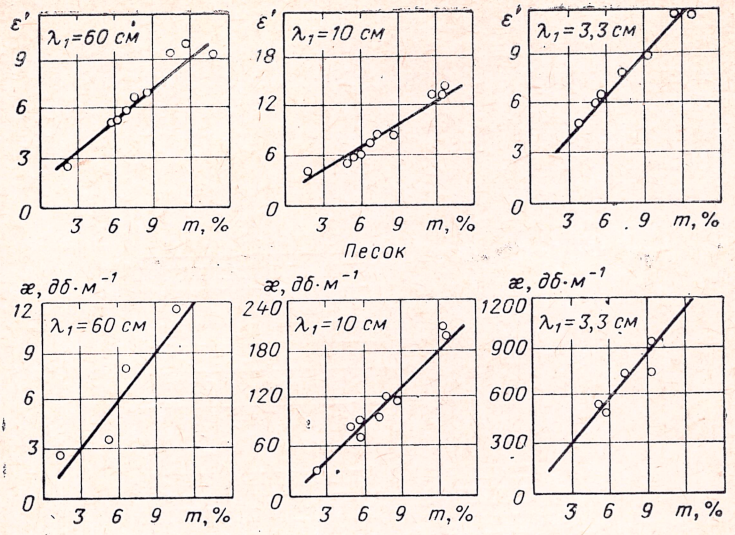

ε'
λ1=60 см
λ1=10 см
λ1=3,3 см
m,%
Песок
æ, дб·м⁻¹

Рис. 5.3

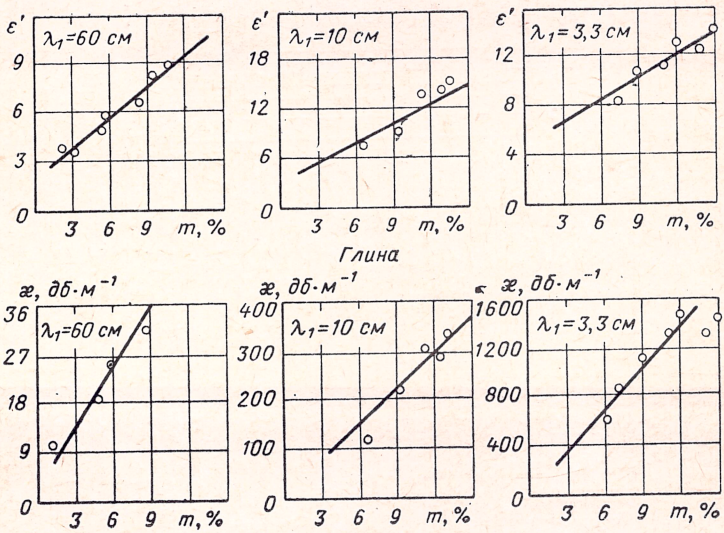

ε'
λ1=60 см
λ1=10 см
λ1=3,3 см
m,%
Глина
æ, дб·м⁻¹

Рис. 5.4

с ростом частоты возрастает в первом приближении по экспоненциальному закону (рис. 5.5).

Увеличения относительной диэлектрической проницаемости почвы и тангенса электрических потерь с ростом ее влажности обусловливают зависимость яркостной температуры излучения земного покрова от метеорологических условий.

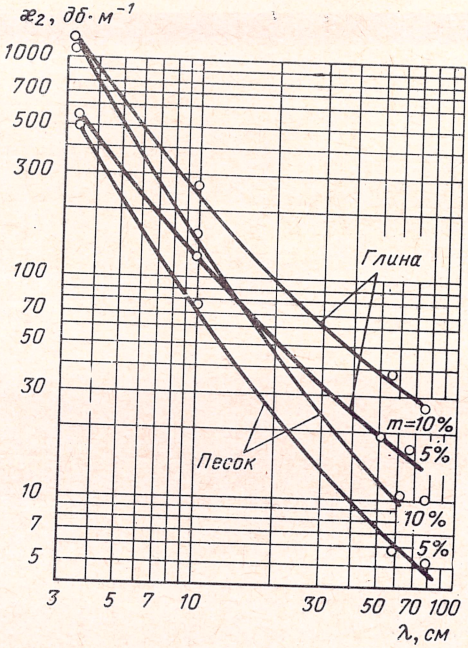


Рис. 5.5

Представление об электрических свойствах пресной и соленой воды дают графики рис. 5.6—5.9 [10]. Соленость воды s на рис. 5.8, 5.9 выражена в промилях (‰).

В диапазоне сантиметровых, а тем более миллиметровых волн критерий шероховатости Релея выполняется лишь для очень немногих видов поверхностей. Из практики радиолокационных измерений известно, что понятие «ровная» поверхность в сантиметровом диапазоне волн применимо для спокойной поверхности открытой воды, асфальтированных и бетонированных покрытий и иных покровов подобного рода.

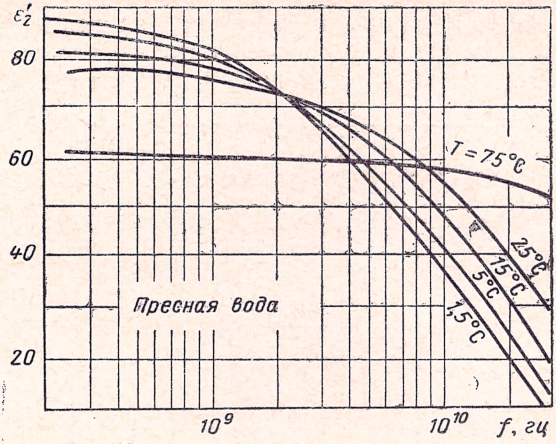

ε'_r
80
60
40
20
T = 75°C
25°C
15°C
5°C
1,5°C
Пресная вода
10^9
10^{10}
f, гц

Рис. 5.6

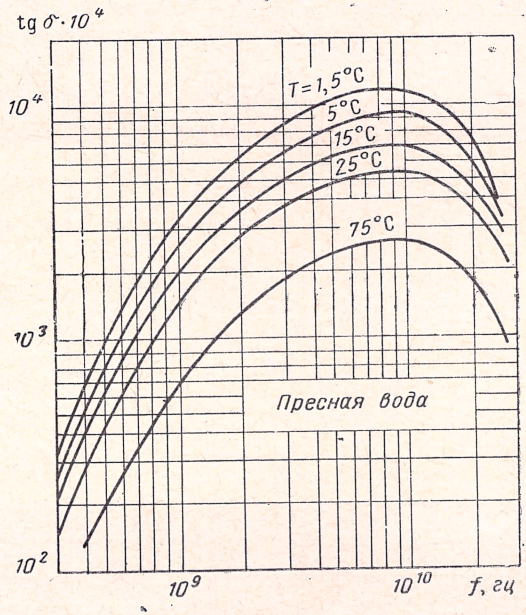

tg δ · 10^4
10^4
10^3
10^2
T = 1,5°C
5°C
15°C
25°C
75°C
Пресная вода
10^9
10^{10}
f, гц

Рис. 5.7

На рис. 5.10 показана расчетная зависимость коэффициента излучательной способности A_{21} от угла высоты у объектов с ровной граничной поверхностью, обладаю-

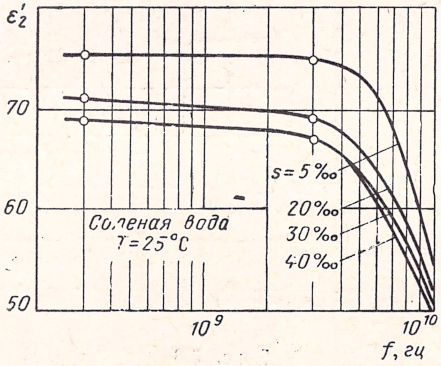


Рис. 5.8

щих относительной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon'_2=2$ (сухой песок) и $\varepsilon'_2=80$ (вода). Экспериментальные измерения яркостной температуры песчаной почвы ($\varepsilon'_2=3$) (рис. 5.11, [36]), неровности на поверхности ко-

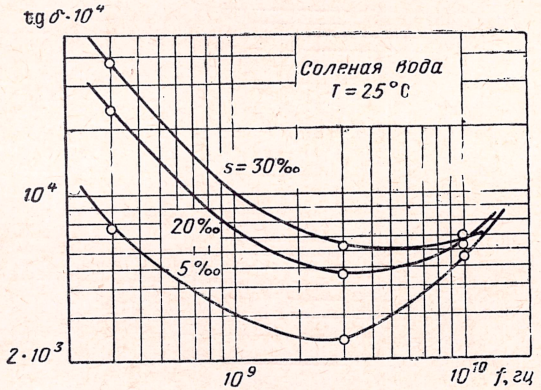


Рис. 5.9

торой удовлетворяли неравенству (5.19), подтверждают характер кривых рис. 5.10. Измерения выполнены на $f=2{,}3$ *Гц* при $T_2=287°$ К.

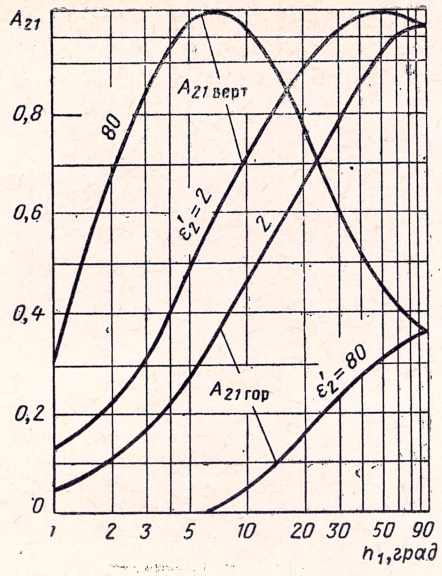


Рис. 5.10

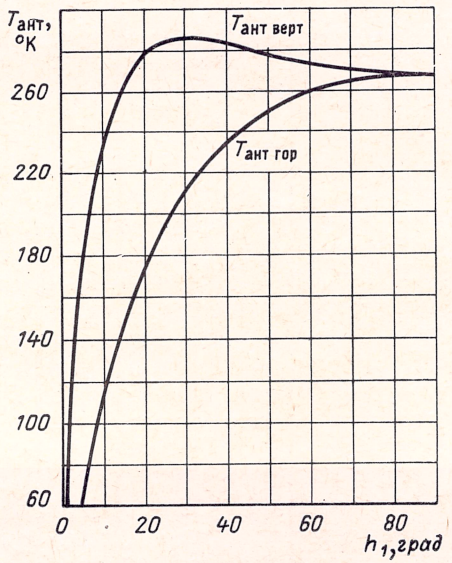


Рис. 5.11

С увеличением шероховатости поверхности раздела *1—2* кривые, отражающие зависимость коэффициентов излучательной способности для горизонтально и вертикально поляризованных составляющих излучения от угла высоты, сближаются в области малых углов высоты, при этом кривые $A_{21\,\text{верт}}(h_1)$ и $A_{21\,\text{гор}}(h_1)$ смещаются

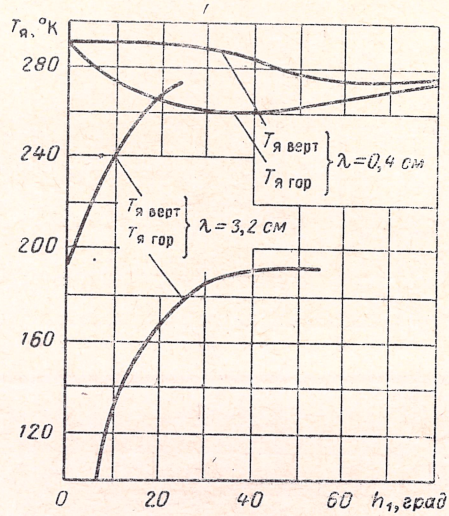


Рис. 5.12

и область их бóльших значений, что обусловливает увеличение яркостной температуры и ослабление поляризационных свойств теплового радиоизлучения объектов.

На рис. 5.12 приведены графики зависимости яркостной температуры теплового радиоизлучения асфальтированного покрытия от угла высоты на волнах 0,4 и 3,2 *см* [5]. Поскольку при неизменном характере неровностей неравенство (5.19) на $\lambda_1 = 0{,}4$ *см* проявляется сильнее, чем на $\lambda_1 = 3{,}2$ *см*, сближение кривых $T_{я\,гор}(h_1)$ и $T_{я\,верт}(h_1)$ в диапазоне миллиметровых волн оказывается более выраженным, чем в диапазоне сантиметровых волн.

С усилением неравенства (5.19) поверхность раздела сред *2—1* приближается по своему характеру к матовой, что приводит к увеличению коэффициента излучательной способности составляющей яркостной температуры,

вызванной отражением теплового радиоизлучения соседними элементарными площадками. Коэффициент излучательной способности достигает наибольшего значения, а яркостная температура радиоизлучения оказывается равной термодинамической температуре излучающей

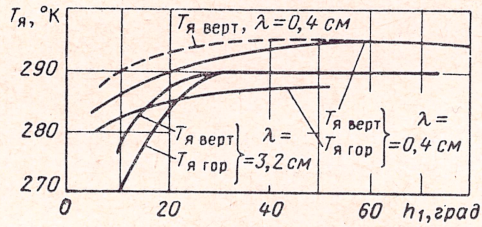


Рис. 5.13

среды в случае, когда граничная поверхность принимает характер поверхности ламбертова излучателя (является в диапазоне радиочастот абсолютно матовой). Излучение ламбертова излучателя, как известно, является диффузным.

При диффузном излучении кривые зависимости коэффициентов излучательной способности для горизонтально и вертикально поляризованной составляющих от угла высоты практически сливаются. Подобный закон изменения излучательной способности в сантиметровом и миллиметровом диапазонах волн является характерным для теплового радиоизлучения леса, кустарника и травы. Как следует из графиков рис. 5.13 [5], построенных по данным экспериментальных измерений, яркостные температуры радиоизлучения травяного покрова (непрерывные кривые) и леса (пунктирная кривая) незначительно отличаются от их термодинамической температуры и в диапазоне углов высоты 30—90° практически не зависят от вида поляризации принимаемого излучения.

Глава 6

АНТЕННАЯ ТЕМПЕРАТУРА НАЗЕМНОЙ СТАНЦИИ

6.1. Влияние коэффициента рассеивания на отношение сигнал/шум

Материал, приведенный в предыдущих главах, позволяет произвести оценку температуры шума на входе приемника наземной станции и наметить пути ее снижения. На основании выражений (1.19) и (1.20) температура шума на входе приемного устройства, согласованного с антенной, главный лепесток диаграммы которой направлен в верхнюю полусферу и не совпадает с направлением на яркие источники радиоизлучения, определится равенством

$$T_{\text{ш}\Sigma} = [(1 - 0{,}5\beta_S) T_{\text{я гл}} + 0{,}5\beta_S T_{\text{я ср бок2}}]\,\eta_{\text{ф}} + T_{\text{ш ф}} + T_{\text{ш пр}}. \quad (6.1)$$

Рациональный выбор электрических параметров и геометрии фидерной линии, а также разумный выбор схемы приемника позволяют снизить суммарную температуру шума фидерного тракта $T_{\text{шф}}$ и приведенную ко входу приемного устройства температуру собственного шума $T_{\text{ш пр}}$ в сантиметровом диапазоне волн до 10—15° К. Непрерывное совершенствование техники приемных устройств позволяет рассчитывать на дальнейшее снижение уровня этих составляющих шума.

Очевидно, что в наземной станции возможности, представляемые современными устройствами, могут быть полностью реализованы только в случае, когда антенная температура, обусловленная приемом излучения окружающей среды, по меньшей мере соизмерима с суммарной температурой шума фидерного тракта и приемника.

Как показано в § 1.2, уровень антенной температуры в целом и соотношение между ее составляющими определяются законом распределения яркостной температуры радиоизлучения среды и конфигурацией области рассеивания в телесном угле 4π *стер.*

Рассмотрим зависимость соотношения сигнал/шум на выходе антенны без потерь (на нешумящей нагрузке, согласованной с антенной) от величины ее коэффициента рассеивания для некоторых наиболее типичных случаев распределения яркостной температуры окружающей среды. При этом будем полагать, что телесный угол, под которым в точке приема наблюдается обнаруживаемый источник излучения, намного меньше телесного угла главного лепестка диаграммы направленности. Вначале оценим отношение сигнал/шум на выходе антенны при условии, что яркостная температура окружающей среды не зависит от угла визирования.

Условия, близкие к рассматриваемым, наблюдаются при работе наземных станций в миллиметровом диапазоне, а также на сантиметровых волнах при наличии интенсивных осадков в виде дождя и мокрого снега.

При $T_я(\varphi, \theta) = \text{const}$ антенная температура равна яркостной температуре, и величина коэффициента рассеивания не влияет на уровень температуры шума, наведенного в антенне излучением среды. Постоянство антенной температуры объясняется тем, что при изменении величины коэффициента рассеивания приращению составляющей температуры шума, обусловленной приемом излучения на главный лепесток диаграммы направленности, соответствует равное по величине, но противоположное по знаку приращение антенной температуры за счет приема излучения областью рассеивания.

Таким образом, если излучательная способность среды, окружающей приемную антенну, носит изотропный характер, мощность шума на ее нагрузке не зависит от величины коэффициента рассеивания.

Поскольку уровень полезного сигнала, принимаемого антенной, пропорционален $(1-\beta_S)$, то увеличение или уменьшение коэффициента рассеивания вызывает соответственно улучшение или ухудшение соотношения сигнал/шум.

На практике возможен случай, когда яркостная температура в области главного лепестка диаграммы на-

правленности намного выше среднего значения температуры в области рассеивания ($T_{я\,гл} \gg T_{я\,ср\,бок}$). Подобное соотношение яркостных температур является характерным для направленных бортовых антенн космических аппаратов, ориентированных в направлении Земли, а также для наземных антенн при совпадении главного лепестка диаграммы с направлением на яркий точечный источник помех (например, дискретный источник космического радиоизлучения). При этом отношение сигнал/шум на нагрузке антенны не зависит от величины коэффициента рассеивания, так как изменение β_S вызывает равные по величине и знаку относительные приращения полезного сигнала и мощности шума.

Отношение сигнал/шум на выходе антенны оказывается наиболее критичным к величине коэффициента рассеивания в случае, когда яркостная температура излучения в области рассеивания намного превышает яркостную температуру области, на которую нацелен главный лепесток диаграммы направленности приемной антенны, т. е. при $T_{я\,гл} \ll T_{я\,ср\,бок2}$.

Такое соотношение яркостных температур является типичным для наземных комплексов космической линии связи, радиолокационных станций и станций тропосферных линий связи, работающих в диапазоне дециметровых и сантиметровых волн, когда приемная антенна направлена в верхнюю полусферу. Нетрудно видеть, что с уменьшением величины коэффициента рассеивания улучшение отношения сигнал/шум в рассматриваемом случае происходит как за счет уменьшения мощности шума, обязанного приему областью рассеивания излучения земного покрова из нижней полусферы, так и за счет роста уровня полезного сигнала.

Если радиотехнические устройства, излучение которых принимается областью рассеивания, представляют собой яркие источники излучения, эффективной мерой снижения их мешающего воздействия является применение антенн с малым коэффициентом рассеивания.

На рис. 6.1 приведены кривые, отражающие зависимость отношения сигнал/шум (с/ш) на входе приемника наземного комплекса от величины $T_{ш\,пр}$ и коэффициента рассеивания β_S антенны для $T_я(\varphi, \theta) = \text{const}$ (пунктирная линия) и $T_{я\,гл} \ll T_{я\,ср\,бок}$. При расчете графиков ($\lambda = 3$ *см*, $h_1 = 90°$) отношение сигнал/шум принималось

равным единице для значения $\beta_S = 0{,}01$. Из рис. 6.1 видно, что с уменьшением коэффициента рассеивания наземной антенны выигрыш в отношении сигнал/шум на входе приемника оказывается тем заметнее, чем ниже температура его собственного шума. Поэтому при кон-

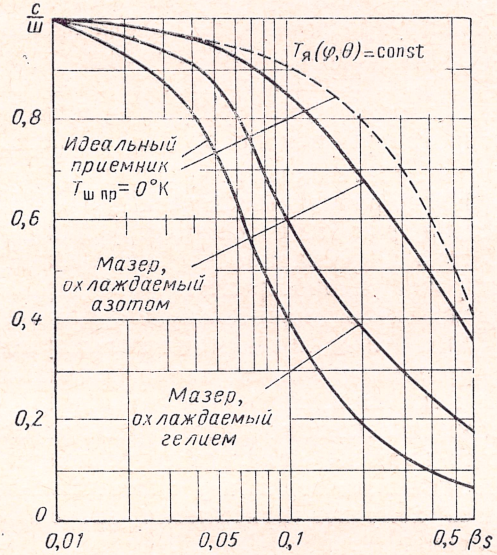


Рис. 6.1

струировании антенны наземного комплекса для работы с малошумящими приемниками особое внимание нужно уделять проблеме снижения уровня боковых лепестков — уменьшению коэффициента рассеивания [47].

6.2. Коэффициент рассеивания параболических антенн

Из известных типов антенн СВЧ диапазона широкое, если не наибольшее, распространение в наземных комплексах получили различные модификации параболических антенн. Перед рассмотрением шумовых свойств параболических антенн необходимо отметить следующее. Ранее было установлено, что область рассеивания параболической антенны может быть разбита на ряд подобластей. В дециметровом и сантиметровом диапа-

зонах волн подобласти, граничащие с главным лепестком диаграммы направленности, у антенны, направленной в верхнюю полусферу, вносят в антенную температуру намного меньший вклад, чем подобласти рассеивания в нижней полусфере, на которые осуществляется прием теплового радиоизлучения земного покрова. Поэтому при конструировании антенны для наземного приемного комплекса важно не только общее уменьшение коэффициента рассеивания, но и снижение той его составляющей, которая характеризует область рассеивания, ориентированную в направлении земного покрова.

Рассмотрим зависимость коэффициента рассеивания однозеркальной параболической антенны от ее параметров. Вследствие простоты своей конструкции и диапазонности однозеркальные параболические антенны получили более широкое распространение, чем параболические антенны других типов. Значительную роль в этом сыграл также тот факт, что до применения низкошумящих СВЧ усилителей уровень шумов на входе приемного устройства практически полностью определялся его собственными шумами и основным параметром, обусловливающим качество антенны, являлось ее усиление. Выбором условий освещенности зеркала у однозеркальной антенны удавалось получить приемлемое значение коэффициента усиления.

Как следует из работы [1], для прямоугольного и круглого раскрыва с равномерным распределением поля коэффициент рассеивания равен 0,18. В случае нулевого освещения края зеркала расчетная величина коэффициента рассеивания уменьшается до 0,023. При распределении поля, характеризующемся спадом на краях зеркала, равным 10 *дб*, коэффициент рассеивания принимает значение 0,04.

Росту коэффициента рассеивания при увеличении амплитуды поля на краю зеркала можно дать следующее объяснение. Как известно, диаграмма направленности антенны и функция распределения поля в ее раскрыве являются сопряженными по Фурье, поэтому любые резкие перепады амплитуды поля в апертуре вызывают увеличение уровня боковых лепестков и коэффициента рассеивания.

Необходимо, однако, иметь в виду, что хотя при распределении поля, убывающего к краям раскрыва, уда-

ется снизить величину коэффициента рассеивания, при этом ухудшается использование поверхности отражателя. Последнее может вызвать такое уменьшение коэффициента усиления антенны, которое приведет к снижению отношения сигнал/шум. Таким образом, при выборе уровня облучения края зеркала однозеркальной параболической антенны следует добиваться некоторого оптимального его значения, обеспечивающего максимальное отношение сигнал/шум.

Оценим отношение сигнал/шум на нешумящей нагрузке однозеркальной параболической антенны, а также на входе приемного устройства, работающего с подобной антенной, в зависимости от закона распределения поля в ее раскрыве. Отношение сигнал/шум на выходе антенны позволяет произвести оценку потенциальных возможностей радиотехнического устройства в случае применения в его комплексе идеального нешумящего приемника. Температура шума, наводимого в антенне излучением окружающей среды и фона с яркостной температурой $T_{я\,ф}$, может быть вычислена с помощью выражения (1.20), которое в рассматриваемом случае принимает вид

$$T_{ант} = (1 - 0{,}5\beta_S)\,T_{я\,ф} + 0{,}5\beta_S T_{я\,ср\,бок2} =$$

$$= (1 - \beta_S)\,T_{я\,ф} + 0{,}5\beta_S\,(T_{я\,ф} + T_{я\,ср\,бок2}). \qquad (6.2)$$

Мощность шума, выделяющаяся на нагрузке, согласованной с антенной, определится равенством

$$p_{ш\,ант} = k\Delta f T_{ант}, \qquad (6.3)$$

где Δf — полоса пропускания СВЧ тракта.

Мощность сигнала, наводимого в антенне излучением передатчика, обеспечивающего в точке приема плотность потока P, равна

$$p_c = PA_{пр} = \frac{P\lambda^2 G_{пр}}{4\pi}, \qquad (6.4)$$

где $A_{пр}$ — эффективная площадь приемной антенны; $G_{пр}$ — коэффициент усиления приемной антенны.

С учетом (1.12) выражение (6.4) приводится к виду

$$p_c = \frac{P\lambda^2 G_{\text{пр гл}}(1-\beta_S)}{4\pi} = \frac{B_{\text{пр}}(1-\beta_S)}{\Omega_{\text{гл}}}.$$

Здесь $B_{\text{пр}} = P\lambda^2$.

Таким образом, отношение сигнал/шум на нешумящей нагрузке антенны определится выражением

$$\frac{p_c}{p_{\text{ш ант}}} = \frac{(1-\beta_S)B_{\text{пр}}}{\Omega_{\text{гл}} k\Delta f\,[(1-0{,}5\beta_S)T_{\text{я ф}} + 0{,}5\beta_S T_{\text{я ср бок2}}]}. \qquad (6.5)$$

При вычислении отношения сигнал/шум на входе приемного устройства необходимо учитывать приведенные к входу собственные шумы приемника. В этом случае, полагая $\eta_\Phi = 1$, можно записать

$$\frac{p_c}{p_{\text{ш у}}} = \frac{(1-\beta_S)B_{\text{пр}}}{\Omega_{\text{гл}} k\Delta f\,[(1-0{,}5\beta_S)T_{\text{я ф}} + T_{\text{ш пр}} + 0{,}5\beta_S T_{\text{я ср бок2}}]}. \qquad (6.6)$$

Вначале оценим отношение сигнал/шум на нагрузке параболической антенны бортовой станции космического аппарата. Яркостная температура фона в пределах главного лепестка диаграммы направленности антенны линии связи Земля—Космос намного превышает среднее значение температуры в области рассеивания $\Omega_{\text{бок2}}$, поэтому второе слагаемое в знаменателе выражения (6.5) намного меньше первого и отношение

$$\frac{p_c}{p_{\text{ш ант}}} = \frac{B_{\text{гр}}}{\Omega_{\text{гл}} T_{\text{я ф}} k\Delta f\left(1 + \dfrac{0{,}5\beta_S}{1-\beta_S}\right)}$$

оказывается величиной, слабо изменяющейся от величины коэффициента рассеивания. При $\beta_S < 0{,}3$ отношение сигнал/шум практически не зависит от величины коэффициента рассеивания. Этот вывод соответствует изложенному в § 6.1. Из приведенного выражения следует, что из-за слабой зависимости отношения $p_c/p_{\text{ш ант}}$ от величины β_S при $T_{\text{я гл}} \gg T_{\text{я ср бок2}}$ улучшение этого отношения может быть достигнуто путем уменьшения телесного угла главного лепестка диаграммы направленности, т. е. путем увеличения коэффициента направленного действия бортовой приемной антенны. Полученный вывод

оказывается справедливым и при оценке отношения сигнал/шум на входе низкошумящего приемного устройства при условии, что яркостная температура фона намного превышает среднее значение яркостной температуры в области рассеивания и выше температуры собственных шумов, приведенных ко входу приемного устройства.

Если приведенная ко входу температура собственных шумов приемника $T_{\text{ш пр}} \gg 300°$ К, формула (6.6) принимает следующий вид:

$$\frac{p_{\text{с}}}{p_{\text{ш у}}} = \frac{(1-\beta_S)\, B_{\text{пр}}}{\Omega_{\text{гл}} k \Delta f T_{\text{ш пр}}}.$$

Из полученного выражения видно, что отношение сигнал/шум на входе приемного устройства, характеризующегося высокой температурой собственного шума, оказывается пропорциональным $\zeta = (1-\beta_S)/\Omega_{\text{гл}}$. Для увеличения приведенного отношения желательно одновременно уменьшать коэффициент рассеивания антенны и телесный угол главного лепестка ее диаграммы направленности.

Как уже указывалось, уменьшения телесного угла $\Omega_{\text{гл}}$ в однозеркальной параболической антенне обычно достигают путем выравнивания амплитуды поля в раскрыве, однако при этом приходится считаться с увеличением коэффициента рассеивания. Поэтому для оценки отношения сигнал/шум необходимо знать, как изменяется коэффициент рассеивания в зависимости от угловых размеров главного лепестка.

На рис. 6.2 приведены кривые изменения $P/P_{\text{макс}}$ в области главного лепестка идеального круглого параболического зеркала в зависимости от отношения φ/φ_0 при различных значениях $k_{\text{обл}}$ ($2\varphi_0$ — ширина главного лепестка диаграммы направленности по нулям при равномерном возбуждении). Коэффициенты $k_{\text{обл}}$ и n определяют закон и скорость изменения амплитуды возбуждающего поля $E_{\text{ант}}$ вдоль радиуса $r_{\text{ант}}$ от центра ($E_{\text{ант макс}}$) к краю зеркала:

$$E_{\text{ант}} = E_{\text{ант макс}} \left[1 - k_{\text{обл}} \left(\frac{2r_{\text{ант}}}{d_{\text{ант}}}\right)^2\right]^n. \qquad (6.7)$$

Из (6.7) видно, что $k_{\text{обл}} = 0$ соответствует равномерному распределению поля в раскрыве, при $k_{\text{обл}} = 0{,}7$ и

$n=1$ спад поля на краю зеркала достигает -10 *дб* и поле оказывается равным нулю при $k_{обл}=1$.

После вычисления с помощью графиков рис. 6.2 величины приращения телесного угла $\Omega_{гл}$, вызванного увеличением значения $k_{обл}$, возможно при известных коэффициентах рассеивания оценить относительное изме-

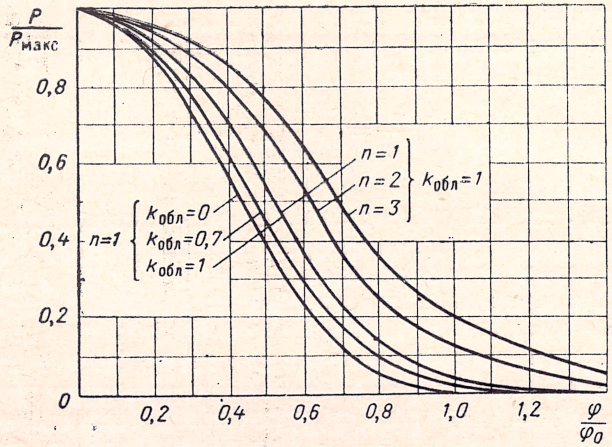


Рис. 6.2

ние коэффициента ζ в зависимости от характера освещенности зеркала антенны (табл. 6.1).

В табл. 6.1 $\Omega_{гло}$ и ζ_0 — телесный угол главного лепестка и значение коэффициента ζ при равномерном возбуждении поверхности параболоида.

Данные табл. 6.1 показывают, что при высоком уровне температуры собственного шума приемного устройства необходимо увеличивать КНД антенны. Выигрыш

Таблица 6.1

n	$k_{обл}$	$\Omega_{гл}/\Omega_{гло}$	β_S	ζ/ζ_0	Ψ/Ψ_0
1	0	1	0,18	1	1
1	0,7	1,2	0,044	0,8	4,7
1	1	1,5	0,023	0,65	9,2

в отношении сигнал/шум от сужения главного лепестка, наблюдаемый при переходе к равномерному распределению поля, оказывается выше, чем проигрыш, вызванный увеличением уровня боковых лепестков.

Перейдем к рассмотрению отношения сигнал/шум на нешумящей нагрузке параболической антенны наземной станции, для которой в диапазоне сантиметровых и дециметровых волн выполняется неравенство $T_{я\,гл} \ll T_{я\,ср\,бок2}$. При таком отношении яркостных температур первое слагаемое в выражении (6.2) будет намного меньше второго, поэтому

$$\frac{p_c}{p_{ш\,ант}} = \frac{(1-\beta_S)\,B_{пр}}{0{,}5\beta_S \Omega_{гл} k \Delta f T_{я\,ср\,бок2}} = \frac{\Psi B_{пр}}{\Omega_{гл} k \Delta f T_{я\,ср\,бок2}}. \quad (6.8)$$

Данные табл. 6.1 показывают, что отношение Ψ/Ψ_0, где $\Psi = (1-\beta_S)/0{,}5\beta_S$, при $n=1$ с увеличением $k_{обл}$ растет. Поэтому в случае низкого уровня яркостной температуры в области главного лепестка выгодно уменьшать составляющую антенной температуры за счет приема излучения областью рассеивания ценой ухудшения коэффициента усиления антенны. Однако при этом едва ли имеет смысл увеличивать скорость спадания поля в раскрыве параболической антенны, т. е. придавать n в выражении (6.7) значение больше единицы. Из рис. 6.2 и 6.3 ($d_{ант}=10\lambda$, $f_{ант}=2{,}5\lambda$, $k_{обл}=1$) видно, что увеличение n, вызывая заметное расширение главного лепестка диаграммы направленности, незначительно сказывается на снижении уровня боковых лепестков и, как следствие, на величине коэффициента рассеивания.

Подобный вывод справедлив и для соотношения сигнал/шум на входе низкошумящего приемного устройства. В общем случае в выражении (6.8) необходимо учитывать составляющую $T_{ш\,пр}$, т. е.

$$\frac{p_c}{p_{ш\,у}} = \frac{(1-\beta_S)\,B_{пр}}{\Omega_{гл} k \Delta f\,(0{,}5\beta_S T_{я\,ср\,бок2} + T_{ш\,пр})}.$$

Естественно, что уровень оптимального облучения параболического зеркала с увеличением температуры собственного шума приемного устройства будет претерпевать изменения. На рис. 6.4 [43] приведены графики, отражающие расчетную зависимость отношения

сигнал/шум от уровня освещенности края зеркала при различных значениях температуры собственных шумов приемника.

Следует подчеркнуть, что изложенная теория основывается на анализе только амплитудного распределе-

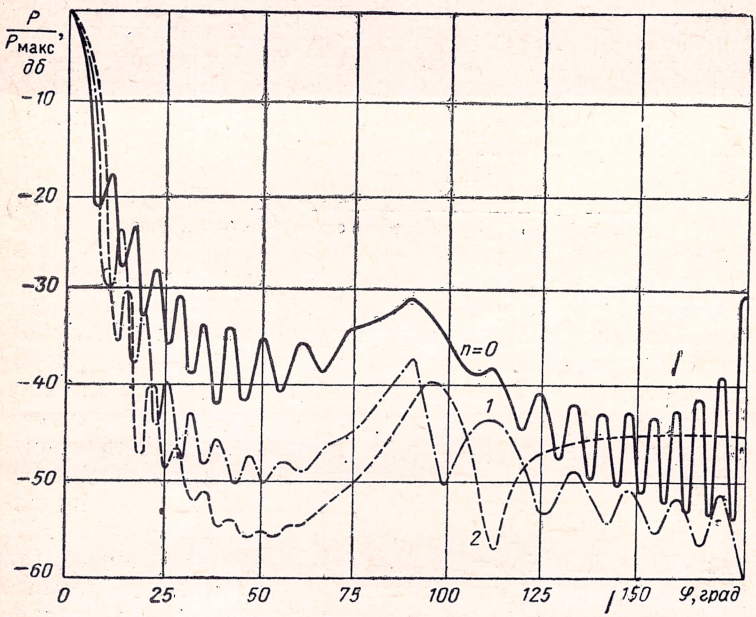


Рис. 6.3

ния поля в раскрыве антенны и не учитывает такие явления, как кросс-поляризацию, неточность изготовления поверхности отражателя, экранировку раскрыва антенны облучателем и элементами его крепления, а также рассеивание энергии облучающим элементом. Последнее вызвано тем, что у однозеркальных параболических антенн прием радиоизлучения окружающей среды осуществляется не только на боковые лепестки диаграммы направленности возбужденного зеркала, но и на главный и боковые лепестки диаграммы облучателя.

Как уже отмечалось, максимальное отношение сигнал/шум параболические антенны обеспечивают при спаде поля на краю зеркала примерно на —10 *дб*. Поэтому однозеркальные параболические антенны всегда прини-

мают электромагнитное излучение на главный лепесток диаграммы облучателя из телесного угла, сечение которого на рис. 6.5 изображено в виде заштрихованных секторов. У антенны, нацеленной в верхнюю полусферу,

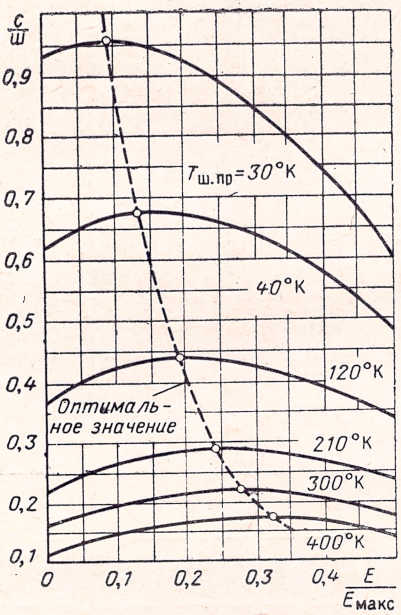


Рис. 6.4

облучатель принимает тепловое радиоизлучение земного покрова. Величина составляющей антенной температуры, обусловленная приемом излучения земного покрова на главный лепесток облучателя, определяется уровнем облучения края зеркала.

На рис. 6.6 [36] показана экспериментально полученная на $f=2{,}3$ *гц* зависимость антенной температуры однозеркальной параболической антенны от угла высоты при различных уровнях облучения края зеркала ($\varepsilon'_2=3$, $T_2=287°$ К). Характерным является график для $k_{обл}=0{,}62$, когда спад поля на крае зеркала достигает 6,5 *дб*. Кривая $T_{ант}(h_1)$, соответствующая $k_{обл}=0{,}62$, пройдя через минимум при значениях углов высоты 20—30°, вновь возрастает с увеличением h_1. Рост антенной

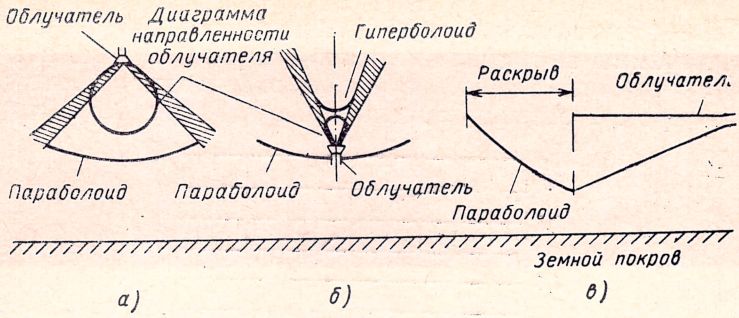


Рис. 6.5

температуры в области углов высоты $h_1 > 30°$ объясняется увеличением потока теплового радиоизлучения, принимаемого непосредственно на облучатель.

При $k_{обл} = 0{,}88$ интенсивность облучения края зеркала уменьшается до 15 *дб*. В этом случае антенная температура, испытав спад в области малых углов высоты, при значениях $h_1 > 30°$ остается практически неизменной.

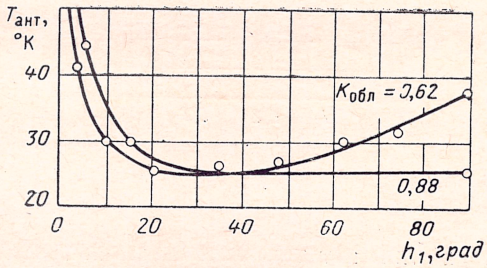


Рис. 6.6

Подобное постоянство антенной температуры также обусловлено приемом теплового радиоизлучения непосредственно на облучатель. При отсутствии приема на облучатель антенны при значениях $h_1 > 30°$ антенная температура изменялась бы в соответствии с графиком рис. 4.9 по закону $\mathrm{cosec}\, h_1$.

С целью уменьшения потока теплового излучения Земли, принимаемого непосредственно на облучатель, в последнее время стали применять короткофокусные антенны. Так, например, у антенны с $f_{ант}/d_{ант} = 0{,}23$ удалось получить коэффициент рассеивания $\beta_S = 0{,}15$ [40].

Погрешность изготовления поверхности отражателя вызывает уменьшение коэффициента усиления за счет увеличения уровня боковых лепестков, что неизбежно связано с ростом коэффициента рассеивания. Изменение коэффициента усиления за счет отклонения профиля отражателя от идеальной параболической поверхности

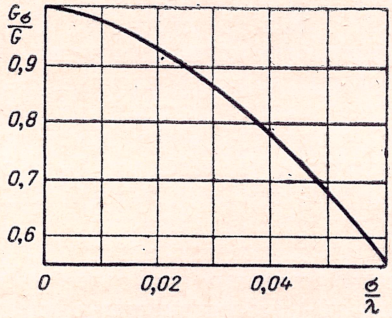


Рис. 6.7

у больших зеркал носит, как правило, случайный характер и может быть оценено с помощью выражения

$$G_\sigma = G \exp\left(\frac{-4\pi\sigma}{\lambda}\right)^2,$$

в котором σ — среднеквадратичное значение отклонения поверхности отражателя от расчетной; G_σ — коэффициент усиления антенны с деформированным отражателем.

На рис. 6.7 [25] приведен график относительного изменения коэффициента усиления антенны G_σ/G от величины σ/λ.

Как показывают исследования, уровень боковых лепестков деформированного отражателя увеличивается в основном в области «света» (см. рис. 1.2), тогда как поле рассеивания от элементов крепления облучателя антенны и самого облучателя концентрируется в дальних боковых лепестках диаграммы, т. е. в области «тени». Мощность, рассеиваемая элементами крепления облучателя, зависит от диаметра тяг и их положения на зеркале. Даже в случае применения тонких тяг, когда диаметр опоры $d_0 = 0{,}01\, d_{\text{ант}}$, поле рассеивания от них

увеличивает коэффициент рассеивания на 0,05—0,08. Приращение β_S за счет рассеивания телом облучателя составляет 0,005—0,02.

В однозеркальных осесимметричных параболических антеннах с большим раскрывом серьезной проблемой является снижение уровня потерь и уменьшение температуры шума волноводного тракта, соединяющего облучатель с входом приемного устройства. Особенно велики эти потери в длиннофокусных антеннах. Чтобы исключить потери в фидере, входные каскады СВЧ усилителей иногда размещают непосредственно у облучателя, т. е. вблизи фокуса антенны. Однако при этом необходимо считаться с некоторым увеличением β_S за счет рассеивания энергии элементами конструкции СВЧ усилителя.

Вследствие недостатков, присущих однозеркальным параболическим антеннам, для работы с малошумящими приемными устройствами в последнее время предпочитают использовать многозеркальные и, в частности, двухзеркальные антенны. У последних удается получить более высокие, чем у однозеркальных антенн, коэффициенты использования поверхности и усиления при низком уровне коэффициента рассеивания. Схема двухзеркальной антенны приведена на рис. 6.5,*б*. Обычно в двухзеркальной антенне с осевой симметрией большое зеркало выполняют в виде параболоида вращения, малое зеркало — гиперболоида вращения. У двухзеркальной антенны (рис. 6.5,*б*) направления главных лепестков диаграмм направленности облучателя и большого зеркала совпадают. Поэтому у двухзеркальной антенны, направленной в верхнюю полусферу, на главный и ближайшие к нему лепестки прием излучения осуществляется из «холодной» части пространства.

Важным конструктивным достоинством двухзеркальной антенны является возможность размещать входные элементы приемного устройства непосредственно у облучателя, что позволяет до минимума сократить длину волноводного тракта.

Амплитудное распределение поля в раскрыве большого зеркала двухзеркальной антенны определяется характером диаграммы направленности облучателя и формой профиля малого зеркала. Поэтому требуемое распределение поля в раскрыве большого зеркала достигается как изменением параметров облучающего эле-

мента, так и выбором геометрии малого зеркала. В частности, при распределении поля облучения большого зеркала, близком к прямоугольному, удается получить низкий уровень (—20 *дб*) освещения края малого зеркала. Это обеспечивает коэффициент использования антенны, равный 0,6—0,7 при малом коэффициенте рассеивания [25].

Разновидностью параболических антенн являются рупорно-параболические антенны. В антеннах рупорно-параболического типа (рис. 6.5,*в*) рупор сливается с параболическим зеркалом в единую металлическую конструкцию, экранирующую от внешней среды как рупорный облучатель, так и бо́льшую часть края зеркала антенны. Это снижает уровень поля рассеивания за счет излучения, обусловленного дифракционными явлениями на краю зеркала, и сводит к минимуму возможность приема излучений внешней среды на главный и боковые лепестки диаграммы направленности рупорного облучателя.

Другим не менее важным преимуществом рупорно-параболической антенны является то, что ее облучающий элемент оказывается вынесенным из раскрыва. Это позволяет достичь высокого коэффициента использования площади раскрыва антенны (0,8—0,9) и способствует уменьшению уровня дальних боковых лепестков. Как показывают экспериментальные измерения, у антенн рупорно-параболического типа коэффициент рассеивания измеряется несколькими сотыми.

В последнее время была разработана рупорно-двухзеркальная параболическая антенна, которая, обладая электрическими параметрами, свойственными рупорно-параболической антенне, имеет меньшие геометрические размеры. Новая антенна, названная KSK, представляет собой сегментно-параболическую антенну с гиперболическим вспомогательным облучателем [42].

6.3. Антенная температура наземной станции

В общем виде антенная температура может быть записана в виде следующего выражения:

$$T_{\text{ант}} = (1 - \beta_S) T_{\text{я гл}} + \sum_{i=1}^{n} \beta_{Si} T_{\text{я ср бок}i},$$

где

$$\beta_S = \sum_{i=1}^{n} \beta_{Si},$$

которое справедливо в предположении, что яркостная температура в пределах главного лепестка диаграммы направленности является величиной постоянной. Как уже указывалось, область рассеивания параболической антенны с удовлетворительной для практики точностью может быть разбита на две подобласти: на подобласть, примыкающую к главному лепестку диаграммы направленности, и подобласть, охватывающую остальные боковые и задние лепестки диаграммы. Поскольку в подобном случае для коэффициентов рассеивания справедливо равенство $\beta_{S1} = \beta_{S2} = 0{,}5\beta_S$, выражение для антенной температуры следует записать в следующем виде:

$$T_{\text{ант}} = (1 - \beta_S) T_{\text{я гл}} + 0{,}5\beta_S (T_{\text{я ср бок1}} + T_{\text{я ср бок2}}). \qquad (6.9)$$

Среднее значение яркостной температуры $T_{\text{я ср бок1}}$ остронаправленной параболической антенны, нацеленной в верхнюю полусферу, в области $\Omega_{\text{бок1}}$ в большинстве случаев мало отличается от значения $T_{\text{я гл}}$.

Среднее значение яркостной температуры $T_{\text{я ср бок2}}$ в телесном угле $\Omega_{\text{бок2}}$ складывается из среднего значения яркостной температуры радиоизлучения земного покрова $T_{\text{яср3}}$, принимаемого областью рассеивания из нижней полусферы, средних значений яркостной температуры теплового радиоизлучения атмосферы $T_{\text{я ср а}}$ и космического радиоизлучения $T_{\text{я ср к}}$, принимаемого из верхней полусферы.

Телесный угол, занимаемый главным лепестком диаграммы направленности $\Omega_{\text{гл}}$ и областью рассеивания $\Omega_{\text{бок1}}$ у остронаправленных антенн, составляет несколько процентов от телесного угла $\Omega_{\text{бок2}}$ (уже у антенны с $d_{\text{ант}} = 10\lambda$ отношение $(\Omega_{\text{гл}} + \Omega_{\text{бок1}})/\Omega_{\text{бок2}} = 0{,}04$). Поэтому средние значения яркостных температур излучений, принимаемых областью рассеивания $\Omega_{\text{бок2}}$ наземной антенны, могут быть записаны в следующем виде:

$$T_{\text{я ср з}} = \int_{-\pi/2}^{0} T_{\text{я з}} (1 - R_{21}^2) \cos h \, dh, \qquad (6.10)$$

$$T_{\text{я ср а}} = \int_0^{\pi/2} T_{\text{я а}} \cos h \, dh, \qquad (6.11)$$

$$T_{\text{я ср к}} = \int_0^{\pi/2} T_{\text{я к}} \cos h \, dh,$$

справедливыми в предположении изотропного распределения боковых лепестков и равенства их амплитуд.

Приведенные в предыдущих главах формулы позволяют произвести оценку ожидаемых средних значений яркостных температур $T_{\text{я ср з}}$, $T_{\text{я ср а}}$, $T_{\text{я ср к}}$.

Яркостная температура радиоизлучения атмосферы может быть вычислена с помощью выражений (4.8) и (4.9). Вследствие малости γ_a в диапазоне сантиметровых и дециметровых волн выражение для яркостной температуры атмосферы, свободной от гидрометеоров, значительно упрощается и принимает вид $T_{\text{я а}} = (T_{a0} - 32) \times \times (\varkappa_{10} l_1 + \varkappa_{20} l_2)$. Теперь выражение (6.11) можно записать в виде равенства

$$T_{\text{я ср а}} = \int_0^{\pi/2} (T_{a0} - 32)(\varkappa_{10} l_1 + \varkappa_{20} l_2) \cos h dh.$$

В общем случае интегрирование нужно производить от 0 до 90°. Однако, как показано в [23], если поверхность Земли считать плоской, ошибка в определении $T_{\text{я ср а}}$ вследствие неучета сферичности атмосферы оказывается пренебрежимо малой при интегрировании в пределах от 1 до 90°. В этом случае

$$T_{\text{я ср а}} = 4 (T_{a0} - 32)(\varkappa_{10} l_1 + \varkappa_{20} l_2).$$

Расчеты показывают, что для стандартной атмосферы среднее значение яркостной температуры в коротковолновой части сантиметрового диапазона равно примерно 20° К, на $\lambda = 3$ *см* $T_{\text{я ср а}} = 15°$ К, в длинноволновой части сантиметрового диапазона $T_{\text{я ср а}} \simeq 8°$ К.

Из анализа изофот космического радиоизлучения и кривых рис. 3.2 следует, что в сантиметровом диапазоне и коротковолновой части дециметрового диапазона $T_{\text{я ср а}} \gg T_{\text{я ср к}}$, и последним можно пренебречь. В диапазоне волн 30—100 *см* среднее значение яркостной температуры космического радиоизлучения изменяется при-

мерно от 10 до 100° К, на волнах от 1 до 3 *м* — в пределах от 100 до 1000° К.

При оценке среднего значения яркостной температуры радиоизлучения земного покрова в дециметровом и сантиметровом диапазонах волн земная поверхность, лишенная растительности, может рассматриваться как гладкая, что позволяет при вычислении интеграла (6.10) воспользоваться для записи коэффициентов отражения формулами Френеля (5.25). В работе [11] приведены выражения для средних значений коэффициентов излучательной способности A_{21} для вертикально и горизонтально поляризованных составляющих теплового излучения земного покрова, принимаемого из телесного угла 2π *стер*, а именно:

$$A_{\text{ср гор }21} = \frac{4(\varepsilon'_2)^3 k_1}{(\varepsilon'_2+1)[(\varepsilon'_2)^2-1]^2} - \frac{2\varepsilon'_2[(\varepsilon'_2)^2+1]k_2}{[(\varepsilon'_2)^2-1]^2} - \\ - \frac{4(\varepsilon'_2)^4 k_3}{[(\varepsilon'_2)^2-1]^2(\varepsilon'_2+1)} + \frac{4(\varepsilon'_2)^2 k_4}{[(\varepsilon'_2)^2-1]^2}, \qquad (6.12)$$

$$A_{\text{ср верт }21} = \frac{4(\varepsilon'_2+1)}{3(\varepsilon'_2-1)^2}\left[(\varepsilon'_2)^{3/2} - (\varepsilon'_2-1)^{3/2}\right] - \\ - \frac{4}{15(\varepsilon'_2-1)^2}\left[4(\varepsilon'_2)^{5/2} - (6+4\varepsilon'_2)(\varepsilon'_2-1)^{3/2}\right] - \\ - \frac{8\varepsilon'_2}{3(\varepsilon'_2-1)^2} - \frac{16}{15(\varepsilon'_2-1)^2}. \qquad (6.13)$$

В выражении (6.12):

$$k_1 = -\left\{(\varepsilon'_2+1)\sqrt{\varepsilon'_2-1} + \frac{\varepsilon'_2+1}{\sqrt{\varepsilon'_2}} + \frac{\sqrt{\varepsilon'_2+1}}{2\varepsilon'_2} \times \right. \\ \left. \times \ln\left|\frac{\sqrt{(\varepsilon'_2)^2-1} - \varepsilon'_2\sqrt{\varepsilon'_2(\varepsilon'_2+1)} + \varepsilon'_2}{\sqrt{(\varepsilon'_2)^2-1} + \varepsilon'_2\sqrt{\varepsilon'_2(\varepsilon'_2+1)} - \varepsilon'_2}\right|\right\},$$

$$k_2 = 2\sqrt{\varepsilon'_2-1} - 2\sqrt{\varepsilon'_2} + \frac{\varepsilon'_2}{\sqrt{\varepsilon'_2+1}} \ln\left|\frac{\sqrt{(\varepsilon'_2)^2-1} - \varepsilon'_2}{\sqrt{(\varepsilon'_2)^2-1} + \varepsilon'_2} \times \right. \\ \left. \times \frac{\sqrt{\varepsilon'_2(\varepsilon'_2+1)} + \varepsilon'_2}{\sqrt{\varepsilon'_2(\varepsilon'_2+1)} - \varepsilon'_2}\right|,$$

$$k_3 = -\left\{\frac{\varepsilon'_2+1}{\varepsilon'_2} + \frac{\sqrt{\varepsilon'_2+1}}{2}\ln\left|\frac{\sqrt{\varepsilon'_2+1}+1}{\sqrt{\varepsilon'_2+1}-1}\right|\right\},$$

$$k_4 = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon'_2+1}}\ln\left|\frac{\sqrt{\varepsilon'_2+1}+1}{\sqrt{\varepsilon'_2+1}-1}\right| - 2.$$

Значения $A_{\text{ср гор 21}}$ и $A_{\text{ср верт 21}}$ приведены для $\varepsilon'_2 \neq 1$.

При оценке среднего значения яркостной температуры земного покрова необходимо учитывать ее зависимость от влажности. Как следует из табл. 5.1, относительная диэлектрическая проницаемость изменяется от $\operatorname{tg}\delta = 2$ у сухой почвы до $\operatorname{tg}\delta = 24$ у влажной. Расчеты, выполненные с помощью выражений (6.12) и (6.13) (табл. 6.2), показывают, что среднее значение яркостной температуры земного покрова в период выпадения осадков в виде дождя может уменьшаться до 40%.

Таблица 6.2

Вид земного покрова	ε'_2	$A_{\text{ср гор 21}}$	$A_{\text{ср верт 21}}$
Сухая почва	4	0,6	0,8
Влажная почва . . .	20	0,34	0,6
Вода	80	0,2	0,5

В выражении (6.10) не учтена составляющая радиоизлучения атмосферы и космического радиоизлучения, отраженная от Земли и принимаемая областью рассеивания. Можно показать, что в сантиметровом и дециметровом диапазонах этой величиной можно пренебречь не только в случае отражения от почвы, но даже при отражении от воды.

Известно, что пространство, окружающее антенну, условно разбивают на ближнюю (френелеву) и дальнюю (фраунгоферову) зоны. Ближняя зона характеризуется пространственными осцилляциями поля, возбужденного антенной (в режиме передачи), в то время как в дальней зоне они исчезают, и распределение поля излучения антенны полностью характеризуется ее диаграммой направленности.

413—1

Из физических представлений является очевидным, что антенная и яркостная температуры источников излучения, расположенных в ближней зоне антенны, связаны сложной зависимостью и отклик антенны будет определяться не только уровнем яркостной температуры, но и тем, где расположен источник излучения: в дифракционном максимуме или минимуме. Вычисление антенной температуры значительно упрощается в случае, когда в сечении волнового пучка антенны яркостная температура источников имеет неизменную величину. Земной покров может рассматриваться в качестве источника, яркостная температура которого слабо изменяется от угла высоты. Вычисления, выполненные в [22], показывают, что в том случае, когда поверхность земного покрова, характеризующаяся $\varepsilon'_2=4$, находится в ближней зоне антенны, средние значения яркостной температуры для вертикально и горизонтально поляризованных составляющих излучения оказываются соответственно равными $0{,}65T_з$ и $0{,}7T_з$. Эти данные всего на 10—15% отличаются от значений, приведенных в табл. 6.2.

С переходом в коротковолновую часть сантиметрового диапазона, а также во всех случаях, когда земля покрыта травой и кустарником, отражательные формулы Френеля становятся неприменимыми, так как при этом излучательные свойства земного покрова приближаются к излучательным свойствам абсолютно черного тела и среднее значение яркостной температуры заключено в пределах $(0{,}7—1)\,T_з$.

На основании приведенных рассуждений выражение (6.2) для антенной температуры за счет приема излучений окружающей среды на главный и боковые лепестки диаграммы направленности антенны, установленной на земной поверхности, может быть записано в следующем виде:

$$T_{ант}=(1-0{,}5\beta_S)\,T_{я\,гл}+0{,}5\beta_S\,(T_{я\,ср\,з}+ \\ +T_{я\,ср\,а}+T_{я\,ср\,к}). \qquad (6.14)$$

На рис. 6.8 приведены графики, отражающие расчетную зависимость антенной температуры от угла высоты у параболической антенны с коэффициентом рассеивания $\beta_S=0{,}3$, вычисленные с помощью выражения (6.14) для длин волн 2,3 и 10 *см* и 1 *м*. При расчете предполагалось $\rho_{а0}=7{,}5\ г\cdot м^{-3}$, $T_{а0}=300°$ К, $\varepsilon'_2=4$.

Следует отметить, что значение коэффициента рассеивания $\beta_S = 0{,}3$ для параболической антенны, при конструировании которой не принимаются специальные меры для уменьшения уровня боковых лепестков, является достаточно низким.

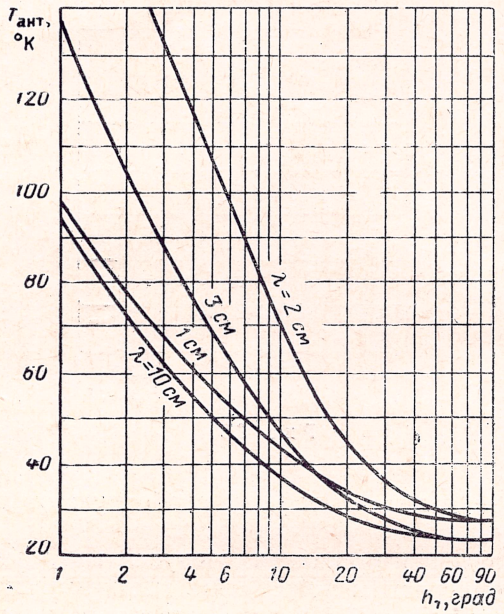


Рис. 6.8

Из анализа графиков рис. 6.8 можно сделать заключение, что диапазон волн 3—30 *см* является оптимальным по уровню температуры шума, обусловленного приемом радиоизлучения среды, окружающей антенну наземной станции. В диапазоне волн длиннее 30 *см* рост антенной температуры вызван увеличением интенсивности космического радиоизлучения, а в диапазоне волн короче 3 *см* — увеличением интенсивности теплового радиоизлучения атмосферы.

Важно подчеркнуть, что в диапазоне волн $\lambda < 10$ *см* максимальное значение температуры антенны, главный лепесток которой направлен в верхнюю полусферу, не может превысить значения 300° К, исключая случаи,

когда главный лепесток направлен на Солнце или другой дискретный источник космического радиоизлучения. На метровых волнах при тех же условиях антенная температура может принимать значение, намного превышающее 300° К. Диапазон волн 3—30 *см*, кроме того, характеризуется малым затуханием сигнала при его

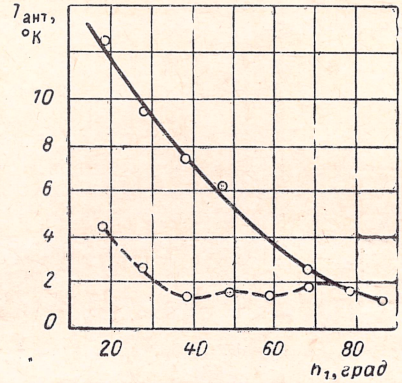


Рис. 6.9

прохождении через атмосферу, свободную от гидрометеоров.

Из приведенного анализа следует, что уменьшение антенной температуры может быть достигнуто либо снижением величины коэффициента рассеивания, либо снижением интенсивности излучения среды, окружающей антенну.

Интенсивность излучения из нижней полусферы у наземной антенны в диапазоне волн $\lambda < 50$ *см* может быть снижена путем металлизации земной поверхности у ее основания. В случае металлизации поток излучения из телесного угла, под которым наблюдается металлический экран из точки установки отражателя антенны, будет обусловлен собственным тепловым радиоизлучением металлической поверхности, измеряемым долями градуса Кельвина и излучением, отраженным из верхней полусферы. Наряду с этим следует учитывать составляющую, вызванную дифракционными явлениями на краях металлического экрана, вызывающими частичное переизлучение потока теплового радиоизлучения земного

покрова. Считают, что яркостная температура металлического листа за счет переизлучения потока из нижней полусферы составляет 20—30° К.

Рис. 6.9 [40] иллюстрирует результаты экспериментальных измерений на $f=960$ *Мгц* антенной температуры до металлизации земной поверхности (непрерывная кривая) и после того, как у основания антенны ($\beta_s=0{,}15$) была уложена экранирующая металлическая сетка площадью 9 $м^2$.

Следует отметить, что металлизация земной поверхности наряду с уменьшением потока излучения из нижней полусферы позволяет снизить флюктуации антенной температуры, вызванные непостоянством яркостной температуры земного покрова.

Металлизация в метровом диапазоне волн не будет вызывать снижения антенной температуры, так как интенсивность отраженного от металлического экрана излучения из верхней полусферы в этом случае оказывается соизмеримой, а подчас и превышающей интенсивность теплового радиоизлучения земного покрова, поступающего в случае отсутствия металлизации из нижней полусферы.

Глава 7

ВЛИЯНИЕ ГИДРОМЕТЕОРОВ, ОСЕДАЮЩИХ НА ПОВЕРХНОСТИ ПАРАБОЛИЧЕСКОГО ЗЕРКАЛА, НА ТЕМПЕРАТУРУ ШУМА ПРИЕМНОГО УСТРОЙСТВА

В гл. 4 было показано, что выпадение метеоосадков вызывает снижение потенциала линии радиосвязи СВЧ диапазона. Это снижение обусловлено как поглощением электромагнитной энергии, так и увеличением антенной температуры, вызванным ростом потока теплового радиоизлучения атмосферы, насыщенной осадками. Если параболическая антенна приемного комплекса не защищена обтекателем и находится в зоне выпадения осадков, то отношение полезного сигнала к шуму на входе приемника, кроме того, зависит от параметров слоя вещества, образующегося на поверхности зеркала.

Формирование на поверхности зеркальной антенны слоя снега, льда или воды, электрические свойства которых существенно отличаются от свойств отражателя, вызывает ослабление уровня сигнала на входе приемника за счет снижения коэффициента отражения от подобного двухслойного образования. С другой стороны, образование полупрозрачного слоя на поверхности параболической антенны сопровождается увеличением приведенной ко входу приемного устройства температуры шума, вызванного собственным тепловым радиоизлучением слоя снега, льда или воды.

Определим приращение температуры шума приемного устройства, параболическая антенна которого находится в зоне выпадения осадков, когда на ее поверхности образуется инородный слой вещества. При многократных отражениях потока собственного теплового радиоизлучения полупрозрачной среды *2* (рис. 7.1) от границ раздела *2—1* и *2—3* яркостная температура слоя веще-

ства, лежащего на металлической поверхности, может быть представлена в виде следующих слагаемых:

$$\left.\begin{aligned} &T_2(1-e^{-\tau_2})(1-R_{21}^2)(1+R_{23}^2 e^{-\tau_2}),\\ &T_2(1-e^{-\tau_2})(1-R_{21}^2)(1+R_{23}^2 e^{-\tau_2})R_{21}^2 R_{23}^2 e^{-2\tau_2},\\ &T_2(1-e^{-\tau_2})(1-R_{21}^2)(1+R_{23}^2 e^{-\tau_2})R_{21}^4 R_{23}^4 e^{-4\tau_2},\\ &\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\end{aligned}\right\} \quad (7.1)$$

где T_2 — термодинамическая температура полупрозрачного слоя вещества; $\tau_2 = 2\varkappa_2 l_2 \operatorname{cosec} h_2$ — оптическая

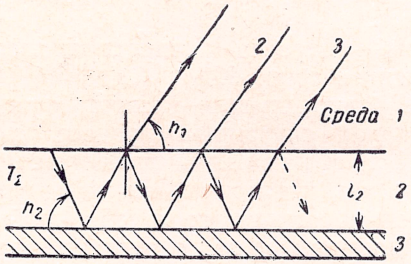


Рис. 7.1

толщина слоя 2; $\varkappa_2$ — коэффициент поглощения электромагнитной энергии в полупрозрачной среде 2; l_2 — толщина полупрозрачного слоя 2; h_2 — угол высоты, под которым поток теплового радиоизлучения среды 2 падает на поверхность ее раздела с граничными средами 1 и 3; R_{21}, R_{23} — модули коэффициентов отражения электромагнитной энергии от границ раздела 2—1 и 2—3,

$$\dot{R}_{21} = R_{21} e^{j\varphi_{21}}, \quad \dot{R}_{23} = R_{23} e^{j\varphi_{23}}. \quad (7.2)$$

Результирующее значение яркостной температуры полупрозрачного слоя вещества равно сумме слагаемых (7.1):

$$T_{\text{я }321} = T_2(1-e^{-\tau_2})(1-R_{21}^2)(1+R_{23}^2 e^{-\tau_2}) \times$$

$$\times \sum_{n=0}^{\infty} (R_{21}R_{23}e^{-\tau_2})^{2n} = \frac{T_2(1-e^{-\tau_2})(1-R_{21}^2)(1+R_{23}^2 e^{-\tau_2})}{1-R_{21}^2 R_{23}^2 \cdot e^{-2\tau_2}}. \quad (7.3)$$

Как и суммарная яркостная температура, результирующее поле теплового радиоизлучения полупрозрачной среды в раскрыве облучателя параболической антенны представляет собой суперпозицию полей, сформировавшихся в результате многократных отражений потока излучения среды *2* от границ раздела *2—3* и *2—1*. При этом время запаздывания излучения в парциальном луче, имеющем n отражений в слое *2*, относительно излучения, вышедшего в среду *1* после $n—1$ отражений, определяется равенством

$$t_3 = \frac{2l_2 \sin h_2}{v_2},$$

в котором v_2 — скорость распространения электромагнитной энергии в среде *2*.

Тепловое радиоизлучение нагретых тел обычно рассматривают как случайный процесс с равномерным спектром G_0, т. е. как белый шум. Последний характеризуется тем, что мгновенные значения напряженностей электрического и магнитного полей в любые сколь угодно близкие моменты времени являются практически независимыми (некоррелированными) величинами.

Высокочастотный тракт приемного устройства, обладая селективными свойствами, преобразует спектральную плотность принимаемого шумового радиоизлучения по закону $G_{вых}(f) = W^2(f)\, G_0$. Здесь $W(f)$ — модуль комплексного коэффициента передачи СВЧ тракта приемника. В результате подобной спектральной обработки принятого теплового радиосигнала между мгновенными значениями шумового напряжения $u(t)$ и $u(t+\tau)$ на выходе приемного устройства устанавливается определенная связь, вследствие чего корреляционная функция

$$R(\tau) = \overline{u(t)\, u(t+\tau)} =$$

$$= G_0 \int_0^\infty W^2(f) \cos 2\pi f \tau df$$

оказывается величиной, отличной от нуля.

Если рассматривать СВЧ тракт приемника как идеальный полосовой фильтр, с коэффициентом передачи $W(f) = 1$ в полосе пропускания $\Delta f = f_{макс} — f_{мин}$ и равным нулю вне полосы, для случайного процесса на выходе

приемного устройства можно указать период времени

$$\tau_0 = \frac{\int\limits_{-\infty}^{\infty} R(\tau)\, d\tau}{R(0)} = \frac{1}{\Delta f},$$

в течение которого мгновенные значения напряжения шумов на выходе СВЧ усилителя или усилителя промежуточной частоты оказываются зависимыми величинами. При $t_3 \ll \tau_0$ в СВЧ тракте и тракте промежуточной частоты приемного устройства имеет место интерференция шумовых напряжений, каждое из которых обусловлено приемом излучений 1, 2, ..., n парциальных лучей.

Можно показать, что в том случае, когда к. п. д. антенно-фидерного тракта равен единице, коэффициент рассеивания рупорного облучателя $\beta_S = 0$, а неровности на границах раздела сред *2—1* и *2—3* удовлетворяют условию

$$\Delta l_2 \leqslant \frac{\lambda_2}{16 \sin h_2}, \qquad (7.4)$$

приведенная ко входу приемника спектральная плотность шума, обусловленного радиоизлучением полупрозрачной среды *2*, в полосе пропускания Δf изменяется по закону

$$G_{f321} = kT_{f321} =$$

$$= \frac{kT_2 (1 - e^{-\tau_2})(1 - R_{21}^2)(1 + R_{23}^2 e^{-\tau_2})}{1 + R_{21}^2 R_{23}^2 e^{-2\tau_2} + 2R_{21}R_{23} e^{-\tau_2} \times} \rightarrow$$

$$\rightarrow \frac{}{\times \cos\left(\frac{4\pi l_2 \sin h_2}{\lambda_2} + \varphi_{21} + \varphi_{23}\right)}. \qquad (7.5)$$

В выражениях (7.4) и (7.5) λ_2 — длина волны в среде 2.

Из выражения (7.5) для спектральной плотности шума видно, что G_{f321} может быть выражена через приведенную ко входу приемного устройства температуру шума T_{f321}, которую называют приведенной спектральной температурой шума приемного устройства. Нетрудно ви-

деть, что фазы φ_{21} и φ_{23} коэффициентов отражения $\dot{R}_{21}$ и $\dot{R}_{23}$ определяют величину фазового сдвига огибающей спектральной температуры шума в полосе пропускания Δf приемного устройства. В СВЧ диапазоне фазовый сдвиг φ_{21} и φ_{23} для всех реальных сред, включая соленую воду, является пренебрежимо малой величиной.

Выражение (7.5) показывает, что приведенная ко входу спектральная температура шума в полосе пропускания приемного устройства при $t_3\Delta f > \pi$ является периодической функцией частоты. Поэтому для определения приведенной ко входу приемника температуры шума в общем случае необходимо проинтегрировать приведенную спектральную температуру шума в полосе пропускания, т. е.

$$T_{\Sigma 321} = \frac{1}{\Delta f} \int_{f_{\text{мин}}}^{f_{\text{макс}}} T_{f321} df.$$

В случае $\Delta f \ll f_0$ (f_0 — рабочая частота приемника), когда $t_3\Delta f < \pi$, распределение приведенной спектральной температуры шума в полосе пропускания приемника оказывается близким к равномерному при $l_2 > \lambda_2$. Равномерным будет также распределение T_{f321} и при широкой полосе пропускания приемника (например, когда $\Delta f = (0{,}3 \div 0{,}4) f$), если толщина слоя l_2 соизмерима с λ_2. При выполнении этих условий

$$T_{\Sigma 321} = T_{f\,321} = \frac{T_2 (1 - e^{-\tau_2}) (1 - R_{21}^2) (1 + R_{23}^2 e^{-\tau_2})}{1 + R_{21}^2 R_{23}^2 e^{-2\tau_2} + 2R_{21}R_{23} e^{-\tau_2} \cos \frac{4\pi l_2 \sin h_2}{\lambda_2}}. \quad (7.6)$$

В рассматриваемом случае, когда среда 3 — металл, выражение (7.6) можно записать в следующем виде:

$$T_{\Sigma 321} = \frac{T_2 (1 - e^{-2\tau_2}) (1 - R_{21}^2)}{1 + R_{21}^2 e^{-2\tau_2} + 2R_{21} e^{-\tau_2} \cos \frac{4\pi l_2 \sin h_2}{\lambda_2}}. \quad (7.7)$$

Из выражений (7.6) и (7.7) следует, что приведенная ко входу приемного устройства температура шума $T_{\Sigma 321}$ является осциллирующей функцией толщины по-

лупрозрачного слоя l_2 и углы высоты h_2. Учитывая тот факт, что при малой толщине слоя 2 изменение угла высоты h_2 не вызывает существенного приращения фазы осцилляции $T_{\Sigma 321}$, последнюю при l_2, соизмеримой с λ_2, можно считать величиной, зависящей только от толщины полупрозрачного слоя.

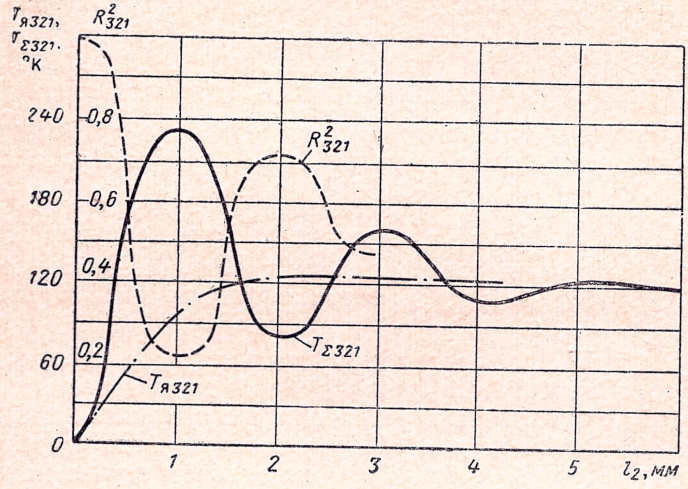


Рис. 7.2

Выражение (7.7) позволяет оценить уровень приращения приведенной ко входу приемника температуры шума, обусловленной приемом теплового радиоизлучения плоскопараллельного слоя метеоосадков (снега, льда и воды), формирующегося на металлической поверхности зеркала.

На рис. 7.2 приведен расчетный график зависимости $T_{\Sigma 321}$ приемного устройства с $f_0 = 10$ *Гц*, $\Delta f = 5$ *Мгц* от толщины слоя воды ($\dot{\rho}_2 = 49\, e^{j11°30'}$, $T_2 = 300°$ К) на поверхности металла при приеме теплового радиоизлучения под углом высоты 90°. На том же рисунке приведены графики изменения яркостной температуры и квадрата модуля коэффициента отражения электромагнитной энергии от металлической поверхности, покрытой слоем воды. Вычисление модуля коэффициента отражения было выполнено с помощью формулы [2]

$$R^2_{321} = \frac{R^2_{23}\, e^{-2\tau_2} + R^2_{21} + 2R_{21}R_{23}\, e^{-\tau_2} \cos \frac{4\pi l_2 \sin h_2}{\lambda_2}}{1 + R^2_{21} \cdot R^2_{23}\, e^{-2\tau_2} + 2R_{21}R_{23} e^{-\tau_2} \cos \frac{4\pi l_2 \sin h_2}{\lambda_2}}. \quad (7.8)$$

Как следует из рис. 7.2, $T_{\Sigma 321}(l_2)$ испытывает осцилляции относительно $T_{я\,321}(l_2)$, амплитуда которых быстро убывает с ростом оптической толщины слоя воды. Нетрудно видеть, что интерференционные явления в СВЧ или промежуточном тракте приемного устройства приводят к тому, что уже при образовании на поверхности зеркала тонкой пленки воды $\left(l_2 \leqslant \frac{\lambda_2}{4}\right)$ наблюдается заметное увеличение приведенной ко входу приемника температуры шума. Это приращение температуры $T_{\Sigma 321}$ при некоторых условиях может намного превысить яркостную температуру радиоизлучения толстого слоя воды $(l_2 > \lambda_2)$.

Естественно, что толщина слоя воды, формирующегося на поверхности зеркала в результате выпадения дождя, неодинакова в различных его точках. Усредненное значение приведенной ко входу приемного устройства температуры шума $\overline{T}_{\Sigma 321}$ в подобном случае может быть вычислено путем интегрирования, а именно:

$$\overline{T}_{\Sigma 321} = \frac{1}{l_2} \int_0^{l_2} T_{\Sigma 321}\, dl.$$

На рис. 7.3 приведен график $\overline{T}_{\Sigma 321}$, построенный в предположении, что возможность формирования слоя воды данной толщины в пределах интегрирования равновероятна. Из графика видно, что в области значений $l_2 < \frac{\lambda_2}{2}$ приращение температуры шума $\overline{T}_{\Sigma 321}$ заметно превышает усредненную яркостную температуру $\overline{T}_{я\,321}$ того же слоя воды. Подобное превышение объясняется быстрым затуханием осцилляции приведенной ко входу температуры, в силу чего амплитуда первой положительной полуволны заметно больше амплитуды следующей отрицательной полуволны.

Экспериментальные измерения на $f=9$ *Гец* при $\Delta t=$ $=1\,800$ *Мгц*, $h_1=75°$ подтверждают выявленную закономерность изменения составляющей шума приемного устройства, обусловленной приемом теплового радиоизлучения плоскопараллельного прозрачного слоя вещества в зависимости от его толщины [47]. На рис. 7.4 при-

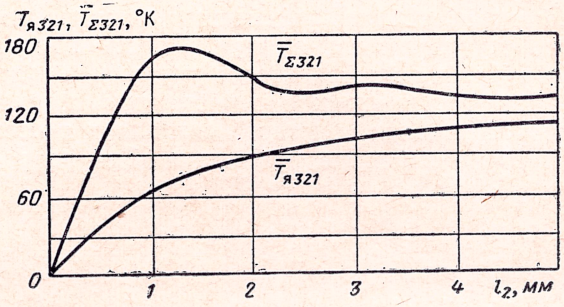


Рис. 7.3

ведена осциллограмма выходного напряжения радиометрической станции, записанная в процессе увеличения толщины слоя воды на металлической поверхности. Не-

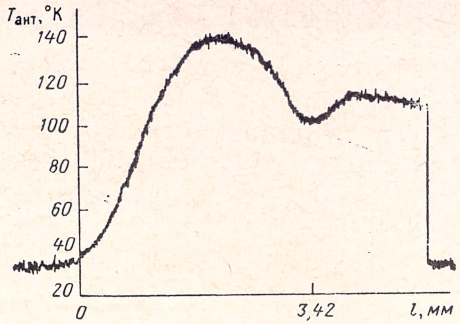


Рис. 7.4

сколько меньшее значение в максимуме первой осцилляции относительно расчетного значения (см. рис. 7.2) можно объяснить влиянием неровностей на границе раздела воды с металлической поверхностью.

Задачу снижения температуры шума на входе приемного устройства за счет собственного излучения слоя воды на поверхности параболической антенны в известной мере удается решить путем применения специальных дренажных устройств, а также в случае использования перфорированного отражателя. Заключение приемной антенны в обтекатель, покрытый водоотталкивающими веществами, позволяет уменьшить влияние водяной пленки на отношение сигнал/шум. Однако при наличии обтекателя имеет место некоторое ухудшение отношения сигнала к шуму, вызванное ослаблением потока электромагнитной энергии полезного сигнала и ростом температуры шума на входе приемника. Эти вопросы детально рассматриваются в гл. 8.

Глава 8

ВЛИЯНИЕ ОБТЕКАТЕЛЯ АНТЕННЫ НА ТЕМПЕРАТУРУ ШУМА ПРИЕМНОГО УСТРОЙСТВА

Современные наземные станции космических линий связи — это сложные технические комплексы, важное место в которых занимает антенное устройство.

Антенны наземных станций связи с космическими аппаратами должны обладать:

— высокой точностью сопровождения космических аппаратов в пределах изменения угла высоты 0—90° и азимута 0—360°,

— высоким коэффициентом усиления,

— низким уровнем потерь электромагнитной энергии в антенно-фидерном тракте,

— низкой антенной температурой,

— слабой зависимостью электрических параметров от внешних условий.

Требования высокой точности сопровождения и приемлемого отношения сигнала к шуму на входе приемного устройства обусловливают применение в наземных комплексах антенн с предельно большой апертурой. В табл. 8.1 приведены данные о некоторых антеннах наземных станций связи с ИСЗ «Реле», «Синком» и «Телестар». Из таблицы следует, что диаметры наземных антенн достигают 30 *м*, а вес их подвижной части измеряется десятками тонн. Важно отметить, что при столь большом весе подвижной части система приводов антенны должна обеспечивать высокие угловые скорости сопровождения с точностью, достигающей долей угловой минуты.

Сложность конструкции антенны и жесткие требования, предъявляемые к системе ее приводов, в известной мере определяют тот факт, что в общей стоимости на-

Таблица 8.1

Система	Рабочая частота, *Гец*	Тип антенны	Диаметр антенны	Скорости углового сопровождения, *угл.град.* × × *сек*$^{-1}$	Точность сопровожд., *угл.мин*	Шумовая температура	Вес, *т*	Вид обтекателя	Примечание
„Синком", США	7,35	Однозеркальная	9	—	—	$T_{ш\,пр}$=200° К	≈ 34	—	
„Телестар", Англия	6	Однозеркальная	26	1—2	1	$T_{ш\,у}$=100°К	870	—	
„Телестар", ФРГ	6	Двухзеркальная	25	—	—	$T_{шу}$=51°К	3	Надувной обтекатель	Стоимость антенны 6 *млн* долларов
„Реле", Япония	4,17	Двухзеркальная	30	—	0,06	$T_{ш\,пр}$=68,2° К	—	—	
„Телестар", США	6	Рупорно-параболическая	20,5	1,13—1,4	0,3	$T_{шу}$=51° К	380	Надувной обтекатель	Вес обтекателя 16 *т*

земного комплекса значительную долю составляет стоимость антенного устройства (по данным зарубежной печати, — до 80 и более процентов).

Чтобы исключить воздействие ветровых нагрузок, солнечной радиации, метеоосадков на конструкцию наземной антенны, последнюю целесообразно заключать

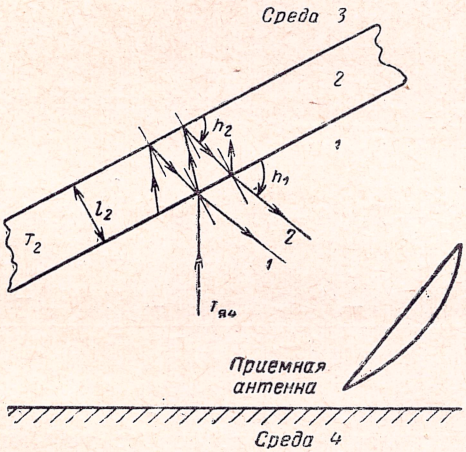


Рис. 8.1

в обтекатель. Обтекатель обеспечивает не только стабильность электрических параметров антенн, но и позволяет снизить требования к системе приводов.

Наличие перед антенной полупрозрачного для рабочей волны обтекателя вызывает ослабление СВЧ энергии, принимаемой от космического аппарата, и увеличивает температуру приведенного ко входу приемника шума как за счет собственного теплового радиоизлучения обтекателя, так и вследствие приема отраженного от обтекателя излучения земного покрова. Определим приращение температуры шума приемника наземного комплекса, вызванное присутствием обтекателя. Для общности решения подобной задачи будем полагать, что среда *1* внутри обтекателя и среда *3* вне его — непоглощающие (рис. 8.1) и имеют различные электрические свойства. Яркостная температура отраженного от обтекателя теплового радиоизлучения земного покрова мо-

жет быть представлена в виде следующих слагаемых:

$$\left.\begin{aligned} &T_{я4}R_{21}^2,\\ &T_{я4}(1-R_{21}^2)^2 R_{23}^2 e^{-2\tau_2},\\ &T_{я4}(1-R_{21}^2)^2 R_{23}^4 R_{21}^2 e^{-4\tau_2},\\ &\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \end{aligned}\right\} \qquad (8.1)$$

Используя (8.1), нетрудно записать результирующую яркостную температуру:

$$T_{я421} = T_{я4}R_{21}^2 + T_{я4}(1-R_{21}^2)R_{23}^2 e^{-2\tau_2}\sum_{n=0}^{\infty}(R_{21}R_{23}e^{-\tau_2})^{2n} =$$

$$= \frac{[T_{я4}[R_{21}^2(1-R_{21}^2R_{23}^2e^{-2\tau_2})(1-R_{21}^2)^2R_{23}^2e^{-2\tau_2}]}{1-R_{21}^2R_{23}^2e^{-2\tau_2}}. \qquad (8.2)$$

В выражениях (8.1), (8.2) $T_{я4}$ — яркостная температура радиоизлучения земного покрова; R_{21} и R_{23} — модули коэффициентов отражения электромагнитной энергии от границ раздела среды *2* со средами *1* и *3*;

$$\tau_2 = 2\varkappa_2 l_2 \operatorname{cosec} h_2 \qquad (8.3)$$

— оптическая толщина обтекателя; $\varkappa_2$ — коэффициент поглощения электромагнитной энергии в обтекателе; l_2 — толщина обтекателя; h_2 — угол высоты, под которым поток теплового излучения падает на поверхности раздела сред *2—1* и *2—3*.

Поскольку $\operatorname{tg}\delta_2$ обтекателя выбирается, как правило, намного меньше единицы, то из (5.16) следует, что

$$\varkappa_2 = \frac{\pi \operatorname{tg}\delta_2 \sqrt{\varepsilon'_2}}{\lambda_1}. \qquad (8.4)$$

Наряду с отраженным потоком теплового радиоизлучения среды *4* в приемную антенну поступает поток собственного радиоизлучения обтекателя. Яркостная температура радиоизлучения обтекателя, обладающего термодинамической температурой T_2, может быть вычи-

слена с помощью выражения (7.3), принимающего в рассматриваемом случае следующий вид:

$$T_{я21} = \frac{T_2 (1 - e^{-\tau_2}) (1 - R_{21}^2) (1 + R_{23}^2 e^{-\tau_2})}{1 - R_{21}^2 R_{23}^2 e^{-2\tau_2}}. \quad (8.5)$$

Если полагать, что перед антенной расположен обтекатель в виде плоскопараллельного образования, а к. п. д. антенно-фидерного тракта равен единице, то приведенные спектральные температуры шума, обусловленные приемом потока теплового радиоизлучения, падающего на антенну от обтекателя, будут изменяться по закону

$$T_{f21} = \frac{T_2 (1 - e^{-\tau_2}) (1 - R_{21}^2) (1 + R_{23}^2 e^{-\tau_2})}{1 + R_{21}^2 R_{23}^2 e^{-2\tau_2} \pm 2R_{21}R_{23} e^{-\tau_2} \times} \rightarrow$$

$$\rightarrow \frac{}{\times \cos \frac{4\pi l_2 \sin h_2}{\lambda_2}}, \quad (8.6)$$

$$T_{f\,421} = \frac{T_{я\,4} \left(R_{21}^2 + R_{23}^2 e^{-2\tau_2} \pm 2R_{21}R_{23} e^{-\tau_2} \cos \frac{4\pi l_2 \sin h_2}{\lambda_2} \right)}{1 + R_{21}^2 R_{23}^2 e^{-2\tau_2} \pm 2R_{21}R_{23} e^{-\tau_2} \cos \frac{4\pi l_2 \sin h_2}{\lambda_2}}. \quad (8.7)$$

Знак плюс перед слагаемыми $2R_{21}R_{23} e^{-\tau_2} \cos \frac{4\pi l_2 \sin h_2}{\lambda_2}$ в выражениях (8.6) и (8.7) имеет место при соотношении приведенных волновых сопротивлений сред *1*, *2* и *3*, удовлетворяющих неравенству

$$\rho_{п3} < \rho_{п2} < \rho_{п1} \text{ или } \rho_{п3} > \rho_{п2} > \rho_{п1}. \quad (8.8)$$

Случаю

$$\rho_{п2} < \rho_{п3} < \rho_{п1} \text{ или } \rho_{п2} > \rho_{п3} > \rho_{п1} \quad (8.9)$$

соответствует знак минус.

В гл. 7 было показано, что при узкой полосе пропускания СВЧ тракта распределение приведенной спектральной температуры шума в полосе пропускания СВЧ тракта приемника близко к равномерному при $l_2 > \lambda_2$.

Равномерным будет также распределение T_{f21} и T_{f421} и при широкой полосе пропускания приемника, если толщина слоя l_2 соизмерима или меньше длины волны λ_2, распространяющейся в среде 2. В подобных случаях

$$T_{\Sigma 21} = T_{f21}, \tag{8.10}$$

$$T_{\Sigma 421} = T_{f421}. \tag{8.11}$$

Поэтому выражения (8.6), (8.7) позволяют оценить приращение температуры шума приемного устройства, обуслов

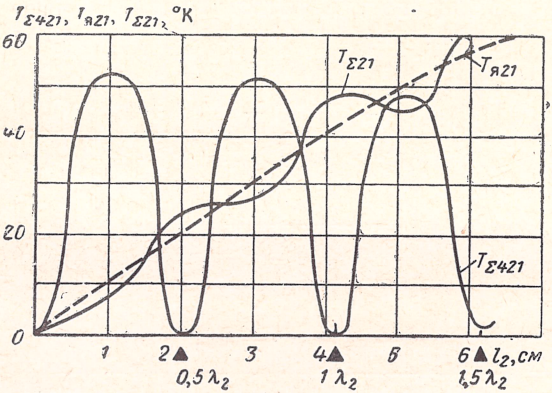


Рис. 8.2.

ленное как приемом собственного теплового радиоизлучения обтекателя антенны $T_{\Sigma 21}$, так и приемом отраженного излучения земного покрова $T_{\Sigma 421}$ в зависимости от угла высоты h_2, толщины слоя l_2 и электрических свойств материала обтекателя.

На рис. 8.2 приведены результаты расчетов величины приращения температуры шума $T_{\Sigma 421}$ и $T_{\Sigma 21}$ на $\lambda_1 = 7{,}2$ *см* при $\Delta f \ll f_0$, $\rho_1 = \rho_3 = 377$ *ом*, $h_1 = 90°$ в зависимости от толщины обтекателя, обладающего волновым сопротивлением

$$\dot{\rho}_2 = 218\, e^{j0°26'} \text{ ом } (\varepsilon'_2 = 3,\ \operatorname{tg}\delta_2 = 0{,}015).$$

Из рисунка видно, что составляющая температуры шума устройства, обусловленная приемом собственного теплового радиоизлучения обтекателя, растет с увеличе-

416—2

нием его толщины. При этом под воздействием интерференционных явлений $T_{\Sigma 21}$ испытывает осцилляции относительно $T_{\text{я}\,21}$.

Если для приведенных волновых сопротивлений сред *1*, *2* и *3* выполняется условие (8.9), как в случае, представленном на рис. 8.2, $T_{\Sigma 21}$ принимает максимальные значения при $q = \frac{4\pi l_2 \sin^2 h_2}{\lambda_2} = (2n-1)\pi$, а минимальные — при $q = 2n\pi$. Составляющая температуры шума $T_{\Sigma 421}$ при выполнении неравенства (8.9) в противоположность $T_{\Sigma 21}$ максимальные значения принимает при $q = 2n\pi$. Значению $q = (2n-1)\pi$ соответствуют минимальные уровни $T_{\Sigma 421}$.

Условия существования минимумов и максимумов у составляющих температуры шума $T_{\Sigma 421}$ и $T_{\Sigma 21}$ меняются на обратные, если приведенные сопротивления сред удовлетворяют неравенству (8.8). В подобном случае графики $T_{\Sigma 421}(l_2)$ и $T_{\Sigma 21}(l_2)$ будут иметь фазы осцилляции, противоположные фазе осцилляций этих функций на рис. 8.2.

Заметим, что с увеличением толщины обтекателя амплитуда осцилляции составляющей температуры шума $T_{\Sigma 21}$ растет, а $T_{\Sigma 421}$ уменьшается. Если уменьшение амплитуды осцилляций $T_{\Sigma 421}$ с ростом l_2 происходит монотонно, то амплитуда осцилляций $T_{\Sigma 21}$ возрастает лишь до вполне определенного значения толщины обтекателя, определяемого полосой пропускания Δf СВЧ тракта приемного устройства. Можно показать, что при значениях $l_2 \geqslant \frac{v_2}{2\Delta f \sin h_2}$ амплитуда осцилляций $T_{\Sigma 21}$ начинает уменьшаться.

При использовании в наземной станции широкополосного приемного устройства характер изменения кривых $T_{\Sigma 421}(l_2)$ и $T_{\Sigma 21}(l_2)$ сохранится. В отличие от графиков, приведенных на рис. 8.2, в подобном случае будет наблюдаться более медленный рост амплитуды осцилляции температуры шума $T_{\Sigma 21}$ и более быстрое уменьшение амплитуды осцилляции температуры шума $T_{\Sigma 421}$. Однако даже для $\Delta f = (0{,}3 \div 0{,}4) f_0$ графики рис. 8.2. оказываются справедливыми для первых двух периодов осцилляций.

Из приведенных выше результатов можно сделать вывод, что обтекатель в виде однослойного образования дает наименьшее приращение шума на входе приемного

устройства при толщине l_2, много меньшей длины волны λ_2, а также при l_2, соизмеримой с $0{,}5\,\lambda_2$. Нетрудно видеть, что в последнем случае минимальное значение принимает составляющая температуры шума $T_{\Sigma 421}$, а уровень составляющей $T_{\Sigma 21}$ еще невелик.

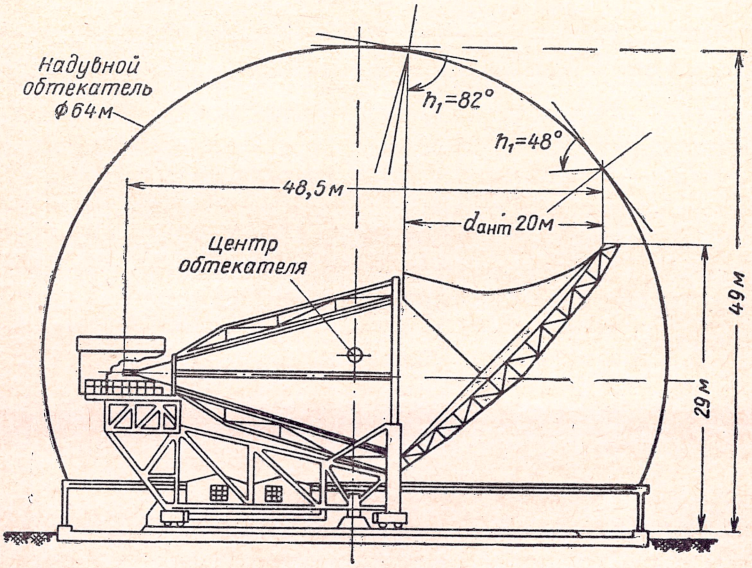


Рис. 8.3

Экспериментальные измерения подтверждают выявленную закономерность изменения составляющей шума приемного устройства, обусловленной приемом теплового радиоизлучения плоскопараллельного полупрозрачного слоя вещества в зависимости от его толщины и соотношения волновых сопротивлений сред *1*, *2*, *3*.

В работе [31] приведены данные об электрических свойствах облучателя рупорно-параболической антенны, установленной в Андовере (США) и обеспечивающей связь с ИСЗ «Телестар» (рис. 8.3). Для обтекателя антенны в Андовере был разработан специальный материал — полистироловая фибра, обладающий большей прочностью и теплостойкостью. Его относительная диэлектрическая проницаемость $\varepsilon'_2=3$, тангенс угла электрических потерь $\operatorname{tg}\delta_2=0{,}015$. Располагая этими дан-

ными, а также зная толщину обтекателя ($l_2 = 1{,}74$ *мм*), с помощью выражений (8.3), (8.4) нетрудно вычислить коэффициент затухания электромагнитной энергии на частоте $f = 4{,}17$ *Ггц* ($\lambda_2 = 7{,}2$ *см*) и с помощью (8.6),

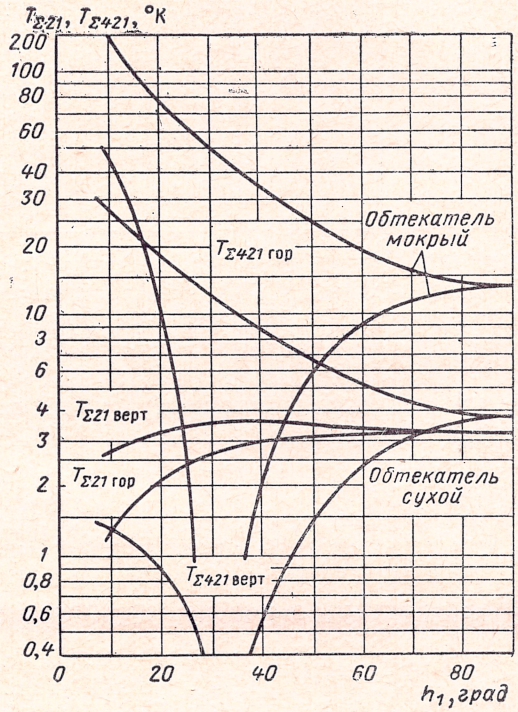


Рис. 8.4

(8.7) зависимость приращения температуры шума приемного устройства за счет теплового радиоизлучения обтекателя от угла высоты h_1. Данные расчетов приведены в виде графиков рис. 8.4.

Из работы [31] и рис. 8.3 следует, что угол высоты, под которым поток теплового радиоизлучения обтекателя падает на рупорно-параболическую антенну, изменяется примерно от 48 до 82°. Учитывая слабую зависимость $T_{\Sigma 21}$ от h_1 в указанном диапазоне углов высоты и малый уровень потерь в антенно-фидерном тракте станции в Андовере, следует ожидать, что приращение шу-

Таблица 8.2

Состояние обтекателя	Угол высоты h_1, *град*	$T_{\Sigma 21}$, °К	$T_{\Sigma 421}$, °К
Сухой	7,5	3	1,4
	15	3	4,1
	30	3	6
	90	3	7,4
Мокрый	7,5	12	3,5
	15	12	10,2
	30	12	15
	90	12	18,5

мовой температуры за счет собственного излучения обтекателя составит около 3° К. Результаты теоретических расчетов ожидаемого приращения шумовой температуры устройства соответствуют данным экспериментальных измерений, приведенным в табл. 8.2 [31].

Тангенс угла электрических потерь у мокрого обтекателя станции Андовер возрастает с 0,015 до 0,059, одновременно с 3 до 4,41 возрастает его относительная диэлектрическая проницаемость. Это определяет увеличение оптической толщины обтекателя в 4,5 раза и примерно во столько же раз увеличение температуры шума $T_{\Sigma 21}$. Согласно данным натурных измерений температура шума приемного устройства в Андовере после увлажнения обтекателя возрастает с 3 до 12° К.

На рис. 8.4 приведены также графики, отражающие данные расчетов составляющей температуры шума приемного устройства, обусловленной приемом отраженного от обтекателя теплового радиоизлучения земного покрова $T_{\Sigma 421}$. При расчетах учитывалось, что источник теплового радиоизлучения (земной покров) находится в ближней зоне антенны.

Расчет графиков $T_{\Sigma 421}(h_1)$ для сухого обтекателя был выполнен с помощью выражений (8.7), (8.11). При расчете зависимости $T_{\Sigma 421}(h_2)$ для влажного обтекателя предполагалось, что на его поверхности образуется тонкая пленка водяного покрова, вследствие чего обтекатель рассматривался в виде двухслойного образования. Как известно [2], если в подстилающем слое двухслойной среды укладывается целое число волн, а также при

$l_3 \ll \lambda_3$ (λ_3 — длина волны в среде *3*), то слой *3* не влияет на уровень сигнала, отраженного от двухслойной среды, и входной импеданс двухслойного образования определяется импедансом среды *2*.

Графики $T_{\Sigma 421}(h_1)$, приведенные на рис. 8.4, позволяют оценить максимальный уровень приращения температуры шума приемного устройства, когда рупорно-параболическая антенна направлена в зенит. Нетрудно видеть, что с уменьшением угла высоты рупорно-параболической антенны поток отраженного излучения земной поверхности будет убывать.

Эту закономерность, как и значения ожидаемой величины $T_{\Sigma 421}$, подтверждают данные экспериментальных измерений, приведенные в табл. 8.2. Следует отметить, что в отличие от $T_{\Sigma 421}(h_1)$ уровень температуры шума приемного устройства $T_{\Sigma 21}$ не зависит от угла высоты.

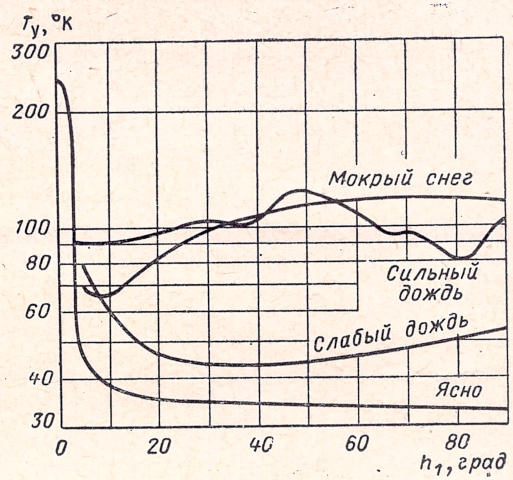


Рис. 8.5

Некоторое отличие результатов расчетов и экспериментальных измерений можно, по-видимому, объяснить тем, что при вычислении $T_{\Sigma 421}$ не учитывалось увеличение яркостной температуры $T_{я\,421}$, вызванное многократными отражениями излучения земного покрова от обтекателя и конструкции антенного устройства.

Как показывают расчеты и экспериментальные измерения, обтекатель вызывает увеличение температуры шума приемного устройства, с которым нельзя не считаться в случае применения в наземном комплексе низкошумящих устройств. Рис. 8.5 отражает результаты измерений температуры шума приемного устройства на $f=4{,}17$ *Гц* в Андовере как в случае безоблачного неба, так и при осадках в виде слабого дождя, сильного дождя и мокрого снега. На графиках отмечается заметное увеличение температуры шума приемного устройства, когда антенна направлена в зенит. Повышение температуры шума в подобном случае объясняется скоплением снега и дождевой воды на вершине обтекателя.

Глава 9

АНТЕННАЯ ТЕМПЕРАТУРА БОРТОВОЙ СТАНЦИИ КОСМИЧЕСКОЙ ЛИНИИ СВЯЗИ

Приемную антенну космической станции, выведенной на орбиту, окружает среда, радиояркостная температура которой в большей части телесного угла 4π *стер* характеризуется несколькими градусами Кельвина на сантиметровых волнах и десятками градусов в длинноволновой части диапазона дециметровых волн. Однако в направлении на Солнце, Луну и другие дискретные источники космического радиоизлучения яркостная температура оказывается равной нескольким сотням и даже тысячам градусов Кельвина. Землю также рассматривают как источник естественных шумовых радиоизлучений с усредненной в телесном угле Ω_3 радиояркостной температурой *

$$T_{\text{я ср з}} = \int_{\Omega_3} [T_{\text{яз}} (1 - R^2) \, e^{-2\gamma_a} \cos h + T_{\text{яа}}] \, dh. \quad (9.1)$$

Пусть бортовая приемная антенна с телесным углом $\Omega_{\text{гл}}$, соизмеримым с Ω_3, ориентирована так, что принимает излучение, электрический вектор которого лежит в плоскости падения. След от сечения плоскости падения и поверхности Земли изобразим на плоской проекции земной полусферы (рис. 9.1) в виде прямой AA. Элементарные участки на поверхности Земли, наблюдаемые с борта космической станции под одинаковым углом высоты, лежат, как известно, на окруж-

* Здесь не учитываются помехи, обусловленные излучением радиотехнических устройств, расположенных на земной поверхности.

ности равных высот, обозначенной на рис. 9.1 в виде пунктирной линии. Стрелками, касательными и перпендикулярными к окружности равных высот, обозначены составляющие горизонтально и вертикально поляризованного излучения элементарных плоских участков *1*, *2*, ..., *8* покрова Земли в предположении, что земной сфероид имеет ровную поверхность.

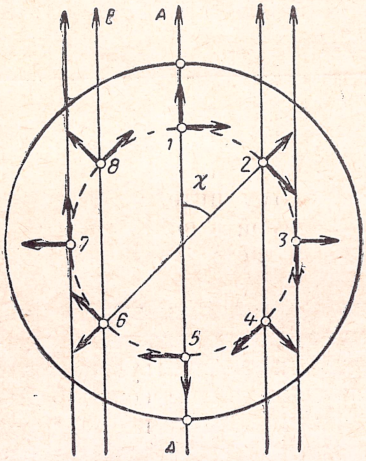


Рис. 9.1

Найдем закон изменения поляризации теплового радиоизлучения элементарных участков поверхности Земли, представленной в виде равномерно нагретого сфероида с ровной поверхностью. Яркостная температура элементарного участка *2* пропорциональна суммарному коэффициенту излучательной способности, определяемому выражением [32]

$$1 - R^2_{2\Sigma}(\chi) = (1 - R^2_{2\,\text{верт}})\cos^2\chi + (1 - R^2_{2\,\text{гор}})\sin\chi, \tag{9.2}$$

где χ — угол между плоскостью падения и направлением радиуса-вектора из центра диска на рассматриваемый элементарный участок.

Для участка *6*, расположенного на окружности равных высот симметрично участку *2*, угол χ отличается на $\pm\pi/2$ от значения этого угла для участка *2*, поэтому яркостная температура излучения участка *6* пропорциональна коэффициенту излучательной способности (9.2), представленному в следующем виде:

$$1 - R^2_{6\Sigma}(\chi) = 1 - R^2_{2\Sigma}\left(\chi \pm \frac{\pi}{2}\right) =$$

$$= (1 - R^2_{2\,\text{верт}})\sin^2\chi + (1 - R^2_{2\,\text{гор}})\cos^2\chi. \tag{9.3}$$

Среднее суммарное значение яркостной температуры участков *2* и *6* пропорционально полусумме выражений (9.2) и (9.3):

$$1 - R^2 = 0{,}5\,[(1 - R_{\text{вет}}) + (1 - R^2_{\text{гор}})]. \qquad (9.4)$$

Каждой элементарной площадке, лежащей на окружности равных высот, соответствует симметричная ей относительно центра земного диска площадка с излучением одинаковой яркости и одинаковой степенью ортогональной поляризации. Поэтому интегральное радиоизлучение Земли, рассматриваемой в виде равномерно нагретого сфероида с ровной поверхностью, неполяризовано. Поскольку для поверхности суши и водной поверхности в диапазоне сантиметровых и более коротких волн критерий шероховатости Релея практически никогда не выполняется, тепловое радиоизлучение реальной земной поверхности в пределах телесного угла $\Omega_{\text{гл}} < \Omega_3$ следует также рассматривать как неполяризованное.

При оценке усредненной яркостной температуры теплового радиоизлучения Земли следует исходить из двух крайних случаев: когда земная полусфера, обращенная к космическому кораблю, целиком занята сушей или полностью покрыта водой. Такое представление справедливо не только для определения вида земного покрова в подспутниковой зоне, но допустимо и при определении эффективной температуры радиоизлучения Земли в точке, удаленной от нее на большие расстояния. Как известно, 71% площади земного шара покрыт водой, а 29%—приходится на сушу. Суша на поверхности Земли распределена неравномерно, так, например, в южном полушарии суша занимает 19% полусферы, тогда как в северном — 39%. Вследствие неравномерного распределения суши и воды под некоторыми ракурсами, даже на больших удалениях от Земли, полусфера, обращенная к космической станции, может быть практически вся занята сушей или водой (рис. 9.2 и 9.3). Приведенное на рис. 9.2, 9.3 распределение суши и воды характерно при наблюдении с борта космического аппарата, удаленного от Земли на расстояние около 50 000 *км*.

На основании данных табл. 6.2 и выражения (9.4) можно полагать, что нижний предел яркостной температуры радиоизлучения поверхности Земли, покрытой сушей ($\varepsilon'_2=4$), $T_{я\,ср\,з}=0{,}7T_з$, покрытой водой ($\varepsilon'_2=80$), $T_{я\,ср\,з}=0{,}35T_з$.

При усреднении яркостной температуры земного покрова и радиоизлучения атмосферы Земли в пределах главного лепестка бортовой антенны максимальной можно считать температуру, равную термодинамической температуре атмосферы, т. е. примерно равную 270° К.

Температура шума, поступающего на вход бортового приемного устройства из антенны, существенно зависит от характера ее диаграммы направленности. На борту космических станций находят применение как слабонаправленные, так и остронаправленные антенны. Выбор типа антенны определяется многими факторами, в том числе степенью стабилизации осей космиче-

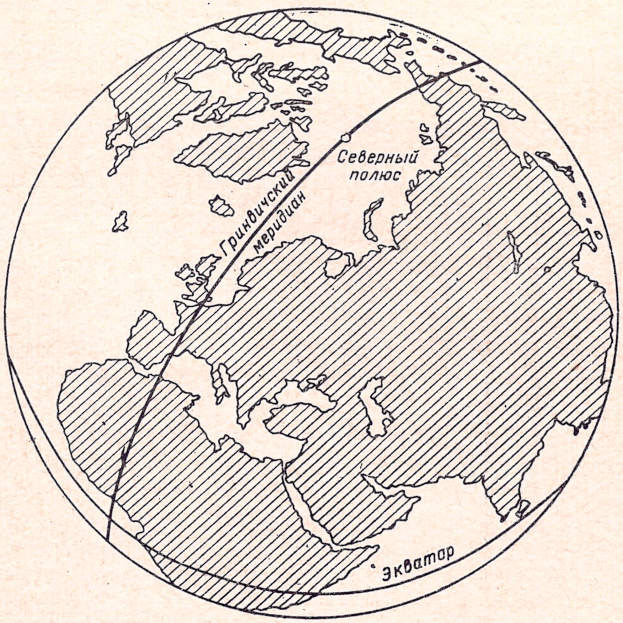


Рис. 9.2

ского аппарата, высотой его орбиты, а также энергетическим потенциалом космической линии связи. На нестабилизированных космических аппаратах, перемещающихся по околоземной орбите на малой высоте, применяются бортовые антенны с диаграммами направленности, близкими по характеру к изотропным. В качестве слабонаправленных бортовых систем в основном используются штыревые, спиральные и щелевые антенны. У антенн подобного рода добиваются получения изотропной диаграммы направленности в большей части телесного угла 4π *стер.*

Примером изотропной диаграммы направленности может служить диаграмма приемной и передающей бортовых антенн ($f=4$ и 6 *Гц*) искусственного спутника Земли «Телестар» (рис. 9.4), выполненных в виде кольцевой щели на сферической поверхности корпуса спутника [31].

Отличие диаграммы направленности приемной и передающей бортовых антенн от изотропной обуслов-

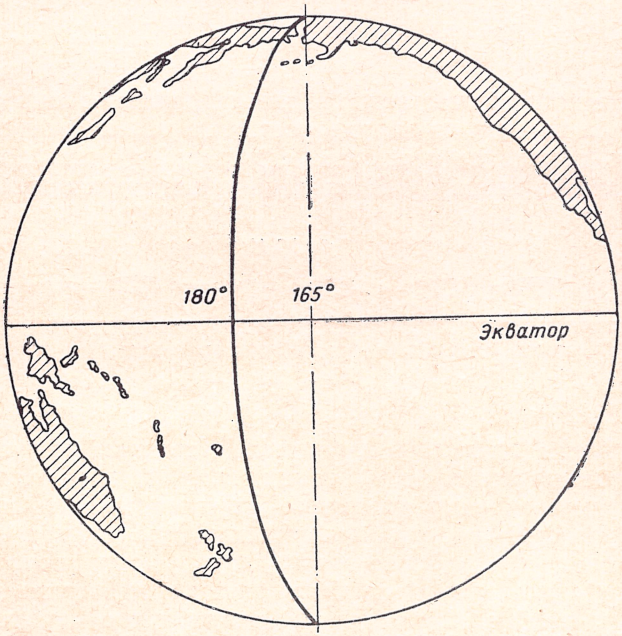


Рис. 9.3

ливает изменение уровня сигнала на входе приемных устройств как наземной станции, так и ИСЗ при вращении последнего вокруг своих осей.

На рис. 9.5 [21] приведена осциллограмма радиосигналов первой советской космической ракеты. Как видно из осциллограммы, замирания сигналов, вызванные неравномерностью диаграммы направленности бортовой передающей антенны и вращением космического аппарата, носили периодический характер. Поскольку передающая антенна на космической ракете имела тороидальную диаграмму направленности, замирания сигнала повторялись дважды за период вращения.

Рис. 9.4

Применение слабонаправленных бортовых антенн хотя и существенно снижает изменение амплитуды сигнала за счет неравномерности диаграммы направленности, однако не исключает замираний за счет поляризационных явлений. Последние объясняются тем, что

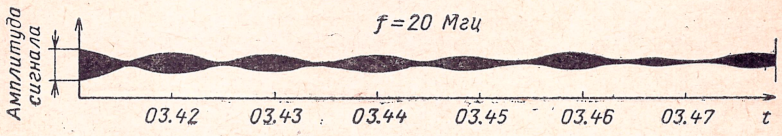


Рис. 9.5

в процессе вращения космической станции происходит поворот плоскости поляризации волны, падающей на приемную антенну наземного комплекса. Если в наземной антенне отсутствуют устройства, обеспечивающие слежение за плоскостью поляризации падающей волны, сигнал на входе приемника периодически замирает по вполне определенному для каждого космического аппарата закону.

На рис. 9.6 [33] приведены осциллограммы сигналов космической станции, запущенной в СССР 4. 10. 59. Запись сигналов производилась одновременно с выходов двух приемных устройств с антеннами, осуществляющими прием составляющих поля с вертикальной и горизонтальной поляризациями. Вследствие вращения плоскости поляризации, вызванного вращением космической станции, напряжение на выходе каждого из каналов оказалось промодулированным по амплитуде. Глубина модуляции на рис. 9.6 составляет 0,8—0,9, а огибающие сигналов с горизонтальной и вертикальной поляризациями, как и следовало ожидать, сдвинуты по фазе примерно на 90°.

На стабилизированном ИСЗ возможно применение бортовых направленных антенн. Угол раскрыва $\Omega_{гл}$ диаграммы направленности бортовой направленной антенны не должен быть меньше телесного угла $\Omega_з$, под которым Земля наблюдается с борта космического аппарата. Только в этом случае продолжительность сеанса связи наземной станции с ИСЗ не будет сокращаться за счет конечных размеров главного лепестка диаграммы направленности бортовой антенны. Вследствие этого ширина диаграммы направленности у искусственных спутников Земли, выведенных на стационарную орбиту (высота орбиты около 36 000 *км*), не должна быть меньше 20°. Подобную диаграмму имеет, например, антенна, установленная на спутниках «Синком-1» и «Усовершенствованный Синком». Антенна последнего представляет собой решетку из 16 элементов, расположенных по окружности с радиусом, равным длине волны ($f=1814$ и 1816 *Мгц*). Коэффициент усиления антенны ИСЗ «Синком» достигает значения 16 *дб*.

Остронаправленные антенны применяются на межпланетных космических станциях, а также на искусственных спутниках Земли, имеющих большую высоту апогея. Параболические остронаправленные зеркальные антенны, в частности, были установлены на первом советском связном спутнике «Молния», имевшем апогей 39 957 *км*. Апертуру бортовой параболической антенны выбирают такой, чтобы угловые размеры главного лепестка обеспечивали надежную связь наземного комплекса с космическим аппаратом от восхода до захода последнего над радиогоризонтом. Только в том случае, когда

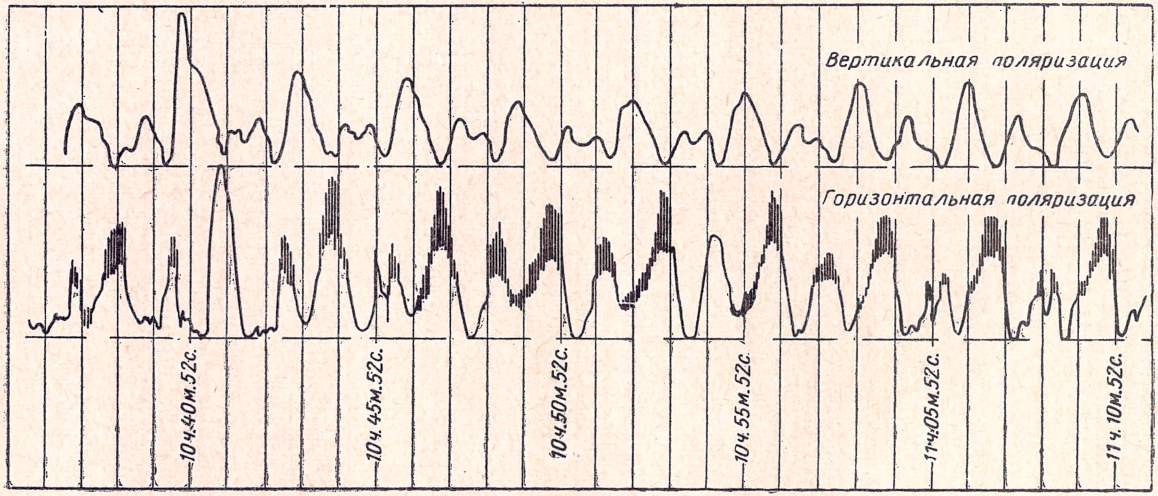

Вертикальная поляризация
Горизонтальная поляризация
10ч.40м.52с.
10ч.45м.52с.
10ч.50м.52с.
10ч.55м.52с.
11ч.05м.52с.
11ч.10м.52с.

Рис. 9.6

$\Omega_{гл} > \Omega_з$, продолжительность сеанса связи не будет сокращаться за счет вращения Земли.

Для идеализированной ненаправленной антенны оценка уровня антенной температуры в диапазоне частот больше 100 *Мгц* может быть произведена с помощью выражения

$$T_{ант} = \frac{T_{я\,ср\,к}(4\pi - \Sigma\Omega_{ди})}{4\pi} + \frac{1}{4\pi}\sum T_{ди}\Omega_{ди}, \qquad (9.5)$$

в котором $T_{я\,ср\,к}$ — усредненное значение яркостной температуры космического излучения, наблюдаемого в виде фона; $\Omega_{ди}$ и $T_{ди}$ — телесный угол и усредненная по диску яркостная температура радиоизлучения дискретных космических источников, в том числе Солнца, Луны и Земли.

Солнце с поверхности Земли наблюдается под телесным углом $\Omega_с = 6{,}8 \cdot 10^{-5}$ *стер*. При удалении космической станции на расстояние в несколько миллионов километров телесный угол $\Omega_с$ можно считать неизменным. Однако при полетах на больших удалениях от Земли следует учитывать изменение телесного угла светила. Так, например, среднее значение телесного угла $\Omega_с$ вблизи планеты Венера увеличивается до $3{,}2 \cdot 10^{-4}$ *стер*, вблизи планеты Марс — уменьшается до $2{,}6 \cdot 10^{-5}$ *стер*.

Луна, как и Солнце, с поверхности Земли наблюдается под телесным углом $\Omega_л = 6{,}8 \cdot 10^{-5}$ *стер*. С удалением космического корабля от Земли и Луны телесный угол $\Omega_л$ будет убывать.

Телесный угол, под которым Земля наблюдается с борта космической станции, удаленной на расстояние $D < 50\,000$ *км*, определяется уравнением

$$\Omega_з = 4\pi \sin^2\left(0{,}5 \arcsin \frac{R_з}{D + R_з}\right), \qquad (9.6)$$

где $R_з$ — радиус земного шара.

На удалениях $D > 50\,000$ *км* телесный угол $\Omega_з$ может быть подсчитан с помощью более простого выражения

$$\Omega_з = \frac{\pi R_з^2}{D^2}. \qquad (9.7)$$

Использование двух выражений при вычислении телесного угла $\Omega_з$ объясняется сферической формой Земли.

Телесный угол, под которым видна Земля с борта космического аппарата, равна 2π *стер* на старте и убывает при удалении станции от Земли согласно выражениям (9.6) и (9.7).

На участке траектории (рис. 9.7,*а*), где телесный угол $\Omega_{гл}$ главного лепестка диаграммы направленности может быть меньше $\Omega_з$, антенная температура бортового комплекса за счет приема излучения среды, окружающей космический объект, определяется равенством

$$T_{ант} = (1 - 0{,}5\beta_S)\, T_{я\,з} + 0{,}5\beta_S \left[\left(\frac{\Omega_з - \Omega_{сок1} - \Omega_{гл}}{4\pi} \right) \times \right.$$

$$\left. \times (T_{я\,з} - T_{я\,ср\,к}) + T_{я\,ср\,к} \right]. \qquad (9.8)$$

После того как космическая станция удалится на расстояние, при котором $\Omega_з$ становится соизмеримым с $\Omega_{гл}$ (рис. 9.7,*б*), для антенной температуры справедливо выражение

$$T_{ант} = (1 - \beta_S)\, T_{я\,з} + \beta_S \left[T_{я\,ср\,к} \left(1 - \frac{\Omega_{гл}}{4\pi} \right) \right]. \qquad (9.9)$$

При дальнейшем удалении космического объекта от Земли наступает условие, когда $\Omega_{гл} > \Omega_з$ (рис. 9.7,*в*). В этом случае антенная температура может быть найдена из уравнения

$$T_{ант} = (1 - \beta_S) \left(\frac{\Omega_з T_{я\,з}}{\Omega_{гл}} + \frac{\Omega_{гл} - \Omega_з}{\Omega_{гл}} T_{я\,ср\,к} \right) +$$

$$+ \beta_S T_{я\,ср\,к} \left(1 - \frac{\Omega_{гл}}{4\pi} \right), \qquad (9.10)$$

которое при $\Omega_{гл} \gg \Omega_з$ приводится к виду

$$T_{ант} = T_{я\,ср\,к}. \qquad (9.11)$$

Из анализа выражений (9.7)—(9.10) следует, что при удалении космического корабля от Земли, начиная с момента, когда $\Omega_{гл}$ становится равным $\Omega_з$, антенная температура уменьшается, устремляясь к значению

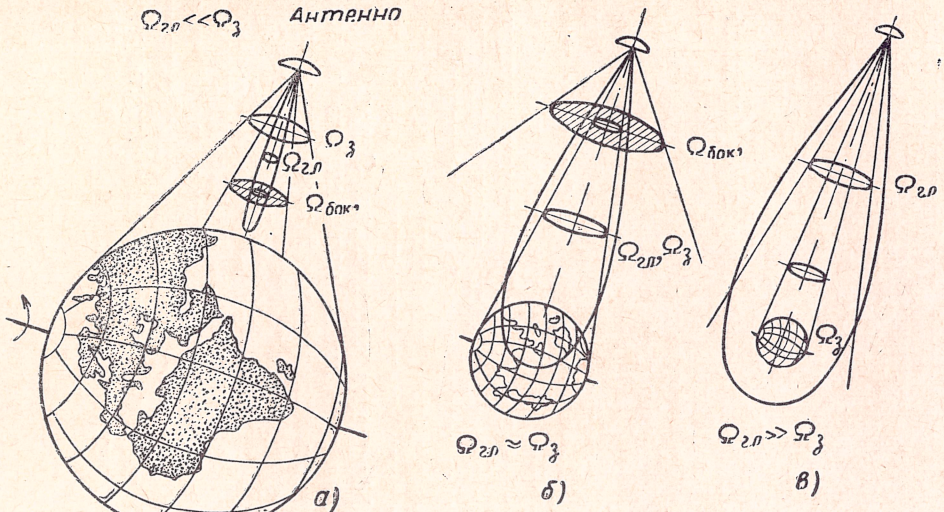

$\Omega_{гл} << \Omega_з$
Антенно
$\Omega_з$
$\Omega_{гл}$
$\Omega_{бок}$
а)
$\Omega_{бок}$
$\Omega_{гл}, \Omega_з$
$\Omega_{гл} \approx \Omega_з$
б)
$\Omega_{гл}$
$\Omega_з$
$\Omega_{гл} >> \Omega_з$
в)

Рис. 9.7

$T_{я\,ср\,к}$. Таким образом, на больших удалениях от Земли температура шума на выходе бортовой антенны за счет приема СВЧ излучений окружающей среды принимает минимальное значение.

Ограничение в весе и габаритах вынуждают в настоящее время использовать на борту космических аппаратов в основном приемные устройства на полупроводниковых элементах. Коэффициент шума современных полупроводниковых супергетеродинных приемников в диапазоне частот выше 100 *Мгц* составляет примерно 10 *дб* (например, приемник ИСЗ «Улучшенный Синком» имел коэффициент шума 9 *дб*). При таком коэффициенте шума максимальная температура бортовой остронаправленной антенны с $\Omega_{гл} \simeq \Omega_з$ примерно в 10 раз ниже приведенной ко входу температуры собственного шума приемного устройства.

Вследствие высокой температуры собственного шума полупроводниковых приемных устройств максимальное отношение сигнал/шум на выходе бортового приемника имеет место при максимальном значении коэффициента усиления бортовой антенны. Поскольку яркостная температура излучения в области главного лепестка бортовой антенны во много раз больше среднего значения яркостной температуры в области ее рассеивания, отношение сигнал/шум на выходе антенны не зависит от величины коэффициента рассеивания. Однако у бортовой антенны желательно иметь минимальную величину β_s, чтобы обеспечить более высокий коэффициент усиления. Указанная закономерность изменения яркостной температуры среды, окружающей бортовую приемную антенну, и слабая зависимость температуры теплового радиоизлучения Земли от частоты приводит к тому, что естественные радиополя не накладывают существенных ограничений на выбор длины волны, используемой для передачи информации с Земли на борт космического аппарата.

ЛИТЕРАТУРА

1. Айзенберг Г. З. Антенны ультракоротких волн. Связьиздат, 1957.
2. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. Изд-во АН СССР, 1957.
3. Кузьмин А. Д., Соломонович А. Е. Радиоастрономические методы измерений параметров антенн. Изд-во «Советское радио», 1964.
4. Цейтлин Н. М. Применение методов радиоастрономии в антенной технике. Изд-во «Советское радио», 1966.
5. Николаев А. Г., Перцев С. В. Радиотеплолокация. Изд-во «Советское радио», 1964.
6. Сигмен А. Мазеры. Изд-во «Мир», 1966.
7. Харвей А. Ф. Техника сверхвысоких частот, т. 1. Изд-во «Советское радио», 1965.
8. Ефимов И. Е. Радиочастотные линии передачи. Изд-во «Советское радио», 1964.
9. Никольский В. В. Теория электромагнитного поля. Изд-во «Высшая школа», 1964.
10. Хиппель Д. Р. и др. Диэлектрики и их применение. Изд-во иностранной литературы, 1959.
11. Троицкий В. С., Цейтлин Н. М. Радиоастрономические методы абсолютных измерений интенсивностей сигналов, калибровки антенны и радиотелескопов на сантиметровых волнах. «Известия вузов», Радиофизика, 1961, № 3.
12. Каплан С. А. Элементарная радиоастрономия. Изд-во «Наука», 1966.
13. Тартаковский Л. Б. Боковое излучение идеального параболоида с круглым раскрывом. «Радиотехника и электроника», 1959, № 6.
14. Алфеев В. Н., Малолепший Г. А. К вопросу о чувствительности приемных устройств с малошумящими усилителями. Труды ЦНИИС, 1961, вып. 1 (187).
15. Бенедиктов Е. А., Митяков Н. А. О поглощении космического радиоизлучения в ионосфере. «Известия вузов», Радиофизика, 1961, № 1.
16. Жевакин С. А., Троицкий В. С. Поглощение сантиметровых волн в слоистой атмосфере. «Радиотехника и электроника», 1959, № 1.

17. Дмитриенко Д. А., Кротиков В. Д. и др. Поглощение радиоизлучения на волне 70,16 *см* в атмосфере. «Известия вузов», Радиофизика, 1964, № 5.
18. Троицкий В. С. Флюктуации в нагруженной линии. ЖТФ, 1955, т. XXV, вып. 8.
19. Шишкарева В. В., Сестрорецкий Б. В. Некоторые новые идеи в технике волноводных трактов. Сб. статей «Современные проблемы антенно-волноводной техники». Изд-во «Наука», 1967.
20. Стародубцев Д. М. Собственные шумы линии передачи с потерями. Труды ГИФТИ и радиофиз. ф-та ГГУ, сер. физическая, 1957, т. 35.
21. Котельников В. А., Дубровин В. М. и др. Прием и исследование особенностей радиосигналов советских космических ракет. «Искусственные спутники Земли», 1963, вып. 17.
22. Разин В. А., Цейтлин Н. М. К вопросу об измерении радиоизлучения атмосферы и поверхности Земли. «Известия вузов», Радиофизика, 1962, № 1.
23. Цейтлин Н. М. Радиоастрономические методы исследования антенн. «Радиотехника и электроника», 1965, № 8.
24. Кротиков В. Д. Некоторые характеристики земных пород и их сравнение с характеристиками поверхностного слоя Луны. «Известия вузов», Радиофизика, 1962, № 6.
25. Бахрах Л. Д., Могильникова К. И. Некоторые вопросы проектирования больших зеркальных радиотелескопов. «Известия вузов», Радиофизика, 1964, № 4.
26. Ласточкин В. П., Станкевич К. С., Стрежнева К. М. Измерение поглощения радиоволн в атмосфере на длине волны $\lambda=3{,}2$ *см*. «Известия вузов», Радиофизика, 1964, № 5.
27. Каменская С. А., Станкевич К. С. Измерение поглощения радиоволн в атмосфере на высоте 3200 *м* над уровнем моря на длине волны 1,6 *см*. «Известия вузов», Радиофизика, 1964, № 6.
28. Ласточкин В. П., Станкевич К. С. Измерение поглощения в атмосфере в дециметровом диапазоне радиоволн. «Известия вузов», Радиофизика, 1963, № 6.
29. Жевакин С. А., Наумов А. П. О коэффициенте поглощения электромагнитных волн водяными парами в диапазоне 10 *мк* — 2 *см*. «Известия вузов», Радиофизика, 1963, № 4.
30. Лещинский Ю. И., Ананских В. М., Лебедева Г. Н. Электрические параметры леска и глины в диапазоне сантиметровых и дециметровых радиоволн. Труды МФТИ, вып. 10. Оборонгиз, 1962.
31. «Система связи через искусственный спутник Земли «Телестар». Изд-во «Мир», 1965.
32. Троицкий В. С. К теории радиоизлучения Луны. Астрономический журнал, 1954, т. XXXI, № 6.
33. Бенедиктов Е. А., Гетманцев Г. Г., Гинзбург В. Л. Радиоастрономические исследования с помощью искусственных спутников и космических ракет. «Искусственные спутники Земли», 1961, вып. 7.
34. Erler G., Schoufeld M. Помехи линиям космической связи, создаваемые Солнцем. Nachrichten Z., 1966, № 11.

35. Hogg D. C., Semplak R. A. Влияние дождя и водяных паров на шумы неба в сантиметровом диапазоне волн. Bell Sustem. Tech. J., 1961, v. 40, sept. (см. перевод: «Вопросы радиолокационной техники», 1962, № 12).
36. Giddis Albert R. Влияние естественных шумов на характеристики антенных систем. IEEE Trans. Com. and Electron, 1964, № 71.
37. Keenan R. K., Mannex H. P. Системы связи для космических кораблей. Space Aeronaut., 1962, v. 38, № 6.
38. Hogg D. C., Semplak R. A. Оценка температуры атмосферных шумов в сверхвысокочастотном диапазоне во время дождя. Proc. IEEE, 1963, v. 51, № 3.
39. Mezger P. G. Определение параметров большого параболического зеркала в микроволновой области с помощью радиоастрономических средств. Telefunken-Zeitung, 1959, H. 124.
40. Pauling-Toth I. I. K., Shakeshaft I. R., Welebinski R. Применение параболического рефлектора с малым фокусным расстоянием в качестве антенной системы с малыми шумами. Proc. IRE, 1960, v. 50, № 12.
41. Grom D. L. Естественное тепловое излучение в диапазоне 1—10 *Ггц*. Proc. IEE, 1964, № 5.
42. Jones S. R., Kelleher K. S. A. Новая малошумящая антенна с большим усилением. IEEE Intern. Conv. Rec., 1963, v. 11, P. 1.
43. Levingston M. Влияние параметров антенны на отношение сигнал/шум и на величину антенной температуры. IRE Trans., 1961, SET-7, № 3.
44. Ford L. N., Oliver R. Экспериментальные измерения коэффициентов отражения и поглощения электромагнитной энергии на $\lambda=9$ *см*. Proc. Phys. Soc., 1946, v. III, № 327.
45. Tocquec Y. Теоретическое исследование ограничений, обусловливающих характеристики холодных антенн с большим коэффициентом усиления. 14-th Internat. Astronaut. Congr. Paris, 1963, v. 2, Париж — Варшава, 1965.
46. Брандт А. А. Исследование диэлектриков на сверхвысоких частотах. Физматгиз, 1963.
47. Тучков Л. Т. Влияние естественных шумовых излучений на работу радиоканалов. Изд. ЛВИКА им. А. Ф. Можайского, 1966.
48. Степаненко В. Д. Радиолокация в метеорологии. Гидрометеорологическое изд-во, 1966.
49. Первый полет к Венере. «Правда», 1964, № 57.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие 3

Глава 1. **Основные понятия** 5

1.1. Характеристики шумового радиоизлучения . . 5

1.2. Коэффициент рассеивания антенны 9

1.3. Суммарная температура шума на входе приемного устройства 15

Глава 2. **Шумы антенно-фидерного тракта** 17

2.1. Температура шума согласованной линии передачи 17

2.2. Зависимость коэффициента затухания от параметров фидерного тракта 21

2.3. Температура шума несогласованной линии передачи 33

2.4. Температура шума собственного излучения антенны 43

Глава 3. **Космическое радиоизлучение** 46

Глава 4. **Поглощение и радиоизлучение атмосферы Земли** . 55

4.1. Поглощение и радиоизлучение атмосферы, свободной от гидрометеоров 55

4.2. Поглощение и радиоизлучение гидрометеоров атмосферы 70

4.3. Поглощение и радиоизлучение ионосферы . . 75

Глава 5. **Тепловое радиоизлучение земного покрова** . . . 77

5.1. Яркостная температура радиоизлучения земного покрова 77

5.2. Электрические свойства земных покровов . . 83

Глава 6. **Антенная температура наземной станции** . . . 92

6.1. Влияние коэффициента рассеивания на отношение сигнал/шум 92

6.2. Коэффициент рассеивания параболических антенн 95

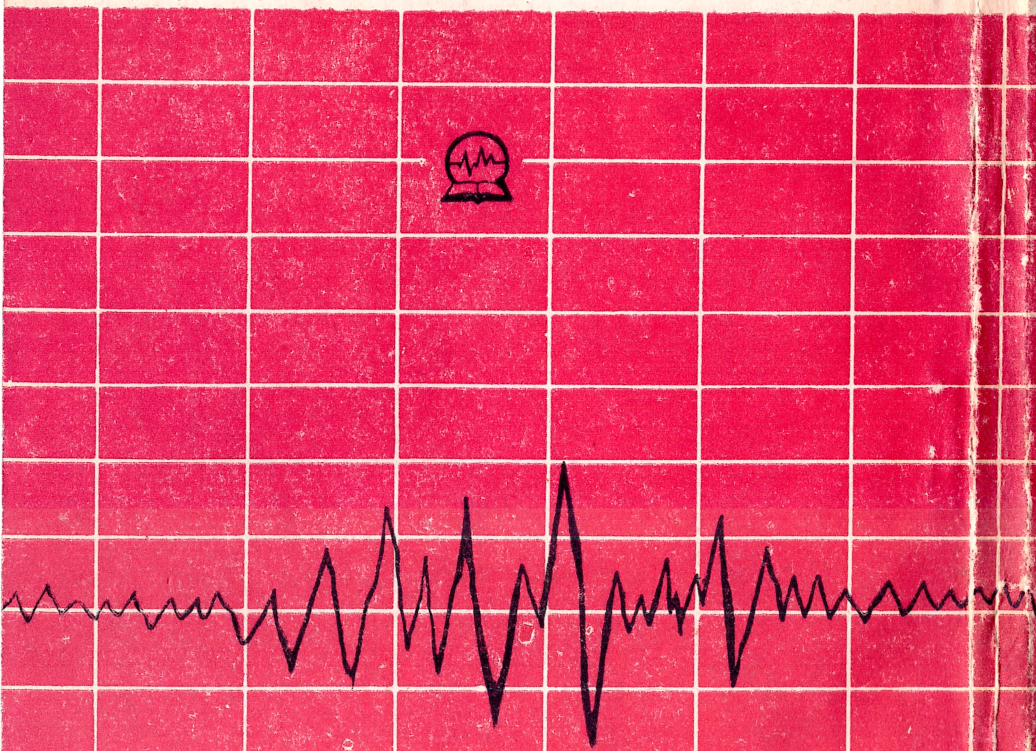
6.3. Антенная температура наземной станции . . 107

Глава 7. **Влияние гидрометеоров, оседающих на поверхности параболического зеркала, на температуру шума приемного устройства** 116

Глава 8. **Влияние обтекателя антенны на температуру шума приемного устройства** 125

Глава 9. **Антенная температура бортовой станции космической линии связи** 137

Литература 149

45 коп.

65/10